

ORSAY
Série A
N° d'ORDRE
964

Inscrit aux archives
originales du Centre
de Documentation CNRS
sous le N°A.O. 7189

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

Centre d'Orsay

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Guy BELLESA

Thèse : Effets magnéto-acoustiques dans le mercure

Soutenue le 26 Mai 1972, devant la commission d'examen

MM. J. FRIEDEL

Président

J. BOK

R.G. CHAMBERS

W. MERCOUROFF

Examineurs

ORSAY
Série A
N° d'ORDRE
964

Inscrit aux archives
originales du Centre
de Documentation CNRS
sous le N°A.O. 7189

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

Centre d'Orsay

pour obtenir

le grade de Docteur ès Sciences Physiques

par

Guy BELLESSA

Thèse : Effets magnéto-acoustiques dans le mercure

Soutenue le 26 Mai 1972, devant la commission d'examen

MM. J. FRIEDEL

Président

J. BOK

R.G. CHAMBERS

W. MERCOUROFF

Examineurs



REMERCIEMENTS

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J. FRIEDEL qui a bien voulu m'accueillir au laboratoire de physique des solides d'Orsay et dont les critiques fructueuses m'ont aidé tout au long de ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur W. MERCOUROFF qui m'a admis dans son groupe et m'a orienté vers un domaine de la physique des solides encore peu exploré.

Je remercie Messieurs les Professeurs J. BOK et R.G. CHAMBERS qui ont bien voulu faire partie du jury.

Je remercie R. REICH dont les conseils m'ont été précieux pour la fabrication des monocristaux.

J'exprime ma gratitude à M. RIBAUT qui a mis à ma disposition sa bobine supraconductrice et qui a collaboré à la réalisation du cryostat He_3 .

Ce travail doit beaucoup à P. DEMIANOUZUK qui a toujours su, dans ses réalisations techniques, se placer du point de vue du chercheur et satisfaire ses exigences.

Je remercie enfin, pour sa compétence et son amabilité, le personnel du laboratoire qui a réalisé l'impression de cette thèse et tout particulièrement Mesdames O. LANOUZIERE, H. THAISSEN, A. TOUCHANT et Monsieur A. SAINT MARTIN.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547102_0026

TABLE DES MATIERES

	Pages
NOMENCLATURE	1
INTRODUCTION	2
<u>CHAPITRE I : MAGNETO ACOUSTIQUES</u>	5
INTRODUCTION	5
I.1 - <u>Formalisme de C H H</u>	6
I.2 - <u>Variation de l'atténuation ultrasonore avec le</u> <u>champ magnétique</u>	9
I.2.1 - Résonances géométriques	11
I.2.2 - Résonance cyclotron	12
I.2.3 - Propagation de l'onde parallèle au champ magnétique . .	13
I.3 - <u>Oscillations quantiques de l'atténuation ultrasonore</u>	14
CONCLUSION	16
<u>CHAPITRE II : DONNEES SUR LE MERCURE</u>	17
II.1 - <u>Structure cristalline</u>	17
II.2 - <u>Surface de Fermi</u>	18
II.3 - <u>Résistivité et libre parcours moyen</u>	19
II.4 - <u>Constantes élastiques et directions spécifiques</u>	20
II.5 - <u>Plans de glissement</u>	21
<u>CHAPITRE III : METHODES EXPERIMENTALES</u>	22
INTRODUCTION	22
III.1 - <u>Dispositif magnéto-acoustique</u>	23
III.2 - <u>Les cryostats</u>	23
III.3 - <u>Cristallisation du mercure et taille des échantillons</u> . . .	24
III.4 - <u>Porte échantillons - transducteur - Jonction</u>	26
CONCLUSION	28

<u>CHAPITRE IV : OSCILLATIONS MAGNETO-ACOUSTIQUES DANS LE MERCURE</u>	29
INTRODUCTION	29
IV.1 - <u>Résonances géométriques</u>	30
IV.2 - <u>Oscillations quantiques</u>	36
CONCLUSION	41
 <u>CHAPITRE V : THEORIE DES OSCILLATIONS QUANTIQUES GEANTES DE</u>	
<u>L'ATTENUATION ACOUSTIQUE</u>	42
INTRODUCTION	42
V.1 - <u>Description qualitative des O.Q.G.</u>	43
V.2 - <u>Conditions d'observation des O.Q.G.</u>	44
V.3 - <u>Théorie des O.Q.G. - Forme de raie</u>	46
V.3.1 - Cas général	46
V.3.2 - Forme de raie dans le cas $kT \gg \hbar \tau $ et $\omega\tau < 1$	48
CONCLUSION	50
 <u>CHAPITRE VI : OSCILLATIONS QUANTIQUES GEANTES DE L'ATTENUATION</u>	
<u>ACOUSTIQUE DANS LE MERCURE</u>	51
INTRODUCTION	51
VI.1 - <u>Périodes des O.Q.G.</u>	52
VI.2 - <u>Forme de raie</u>	55
VI.2.1 - Forme inverse de la raie	55
VI.2.2 - Etude de la raie en fonction de la température et de l'amplitude de l'onde ultrasonore	59
VI.2.3 - Etude de la raie à fréquence ultrasonore élevée	61
VI.2.4 - Pics de transparence dans l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique	62
VI.2.5 - Interprétation des résultats expérimentaux. Rôle des dislocations	63
CONCLUSION	67
CONCLUSION GENERALE	69
I - Paramètres de la surface de Fermi	69
II - Comportement du système d'électrons en champ magnétique élevé	69
APPENDICE A	72
APPENDICE B	74
APPENDICE C	76
REFERENCES	78

NOMENCLATURE

E_F	: énergie de Fermi
$\vec{\epsilon}$	: champ électrique associé à l'onde acoustique
g	: facteur gyromagnétique
Γ	: atténuation acoustique
$\vec{H}$	: champ magnétique
$\vec{k}$	: vecteur d'onde de l'électron
ℓ	: libre parcours moyen des électrons
L	: longueur de la dislocation
λ	: longueur d'onde ultrasonore
m_0	: masse de l'électron libre
m_c	: masse cyclotron
$m_{//}$	: masse effective suivant le champ magnétique
μ_B	: magnéton de Bohr
ω	: pulsation ultrasonore
Ω	: pulsation cyclotron
$\vec{q}$	: vecteur d'onde acoustique
R	: rayon d'orbite cyclotron
S	: aire de la section extrême de la surface Fermi perpendiculaire au champ magnétique
τ	: temps de relaxation des électrons
v_F	: vitesse de Fermi
v_s	: vitesse du son

I N T R O D U C T I O N

L'étude de la propagation des ondes acoustiques dans un métal fournit des informations sur le comportement de ses électrons de conduction. En effet le système d'électrons est couplé à l'onde acoustique par l'interaction électron-phonon et joue un rôle important dans la détermination des paramètres caractéristiques de la propagation. En présence d'un champ magnétique, la situation est évidemment plus complexe mais aussi plus riche; on observe alors de nombreux effets que l'on classe sous l'appellation générale d'effets magnéto-acoustiques. Ces derniers n'existent que si les 2 conditions suivantes sont réalisées :

- le libre parcours moyen ℓ des électrons est beaucoup plus grand que la longueur d'onde acoustique $2\pi/q$. C'est la condition $q\ell \gg 1$.
- la fréquence de collisions $1/\tau$ des électrons est beaucoup plus petite que la pulsation cyclotron $\Omega = eH/mc$. C'est la condition $\Omega\tau \gg 1$.

On est donc conduit à étudier expérimentalement des métaux purs aux températures de l'hélium liquide et à des fréquences ultrasonores de l'ordre de 100 Mhz. Il faut distinguer 2 domaines de champ magnétique :

1°) Domaine des bas champs. Il est défini par l'inégalité $\hbar\Omega \ll kT$. Les électrons décrivent des trajectoires cyclotron; la variation des dimensions des orbites avec la valeur du champ entraîne une variation de l'interaction des électrons avec l'onde acoustique. On observe ainsi des oscillations de l'atténuation acoustique qui permettent la détermination des paramètres d'orbite et donc de la surface de Fermi.

2°) Domaine des champs élevés. Il est défini par l'inégalité $\hbar\Omega \gg kT$. Dans ce domaine, il est nécessaire de tenir compte de la quantification en niveaux de Landau du quasi-continuum de niveaux d'énergie des électrons. On obtient ainsi 2 types d'effets : a) les oscillations quantiques de l'atténuation acoustique analogues aux oscillations de la susceptibilité (effet de Haas-Van Alphen) et qui sont dues aux oscillations de la densité d'états des électrons au niveau de Fermi quand la valeur du champ magnétique varie.

b) les oscillations quantiques géantes de l'atténuation qui résultent du fait que les électrons ne peuvent plus échanger de moment avec l'onde acoustique que suivant la direction du champ magnétique; il apparaît ainsi une absorption résonnante de l'onde par les électrons qui avancent dans la direction du champ magnétique à la vitesse du son.

Lorsque notre étude des effets magnéto-acoustiques dans le mercure a été entreprise, aucune étude semblable n'avait été faite. Les caractères généraux de la surface de Fermi avaient été précisés par l'effet de Haas-Van Alphen (Brandt et Rayne 1966) et par un calcul de bandes (Keeton et Loucks 1966) mais la mise en œuvre des techniques ultrasonores gardait tout son intérêt en raison de la grande variété de mécanismes physiques pouvant être observés dans le système d'électrons de conduction couplés à l'onde acoustique. Certes il fallait s'attendre à des difficultés de manipulation des monocristaux, à cause du bas point de fusion du mercure (c'est principalement elles qui avaient détourné du mercure les spécialistes des effets magnéto-acoustiques) mais ce métal peut être obtenu très pur et satisfait par là l'impératif primordial des effets magnéto-acoustiques.

Le mercure est divalent et a une surface de Fermi constituée d'une nappe de trous dans la 1ère zone de Brillouin et de lentilles d'électrons dans la 2ème zone. Notre étude a porté sur les 2 bandes de conduction; nous l'exposons suivant le plan ci-dessous :

- le chapitre I est un rappel du traitement général de l'interaction de l'onde ultrasonore avec les électrons de conduction et de son application aux différents effets magnéto-acoustiques.

- le chapitre II rassemble les données générales sur le mercure.

Le chapitre III est une description des dispositifs expérimentaux qu'il a été nécessaire de réaliser pour notre étude.

Nos résultats sur les lentilles d'électrons et leur interprétation sont donnés dans le chapitre IV.

Le chapitre V est un exposé de la théorie des oscillations quantiques géantes de l'atténuation acoustique et du rôle des collisions dans le phénomène.

Le chapitre VI regroupe l'ensemble de nos résultats sur les oscillations quantiques géantes de l'atténuation acoustique dans le mercure; ces résultats portent exclusivement sur la surface de trous de la 1ère zone. Nous rapportons aussi dans ce chapitre l'observation d'un phénomène nouveau que nous relions à l'interaction électron-dislocation et qui interfère avec les oscillations quantiques géantes.

C H A P I T R E I

EFFETS MAGNETO-ACOUSTIQUES

INTRODUCTION

La découverte faite par Bömmel (1955) de la variation de l'atténuation acoustique avec le champ magnétique dans un monocristal d'étain, est à l'origine d'un nouveau mode d'étude des surfaces de Fermi des métaux. Pippard (1957) a proposé, pour interpréter les oscillations de l'atténuation observées, une résonance spatiale résultant de l'égalité du diamètre de l'orbite électronique et de la demi-longueur d'onde (plus exactement, la longueur égale à la somme d'un nombre impair de demi-longueurs d'onde). Les expériences qui ont suivi, ont confirmé la suggestion de Pippard, mais ce n'est qu'en 1959 que Kjeldaas et Holstein ont établi théoriquement ce que l'expérience avait révélé. Cohen et al. (1960) ont fait une théorie très générale de l'atténuation ultrasonore dans les métaux en présence d'un champ magnétique. Leur théorie s'applique à un grand nombre de situations expérimentales et c'est principalement elle que nous rappelons dans ce chapitre (sous l'appellation CHH).

La propagation du son dans un métal est un phénomène complexe. La vibration ultrasonore déplace les ions et crée ainsi un courant ionique et un champ électrique; les électrons réagissent contre l'effet du champ et tendent à l'écranter. L'onde acoustique fournit par ce mécanisme de l'énergie aux électrons qui la restituent au réseau par l'intermédiaire des collisions; l'onde est ainsi atténuée. Il est clair que l'expression mathématique de ce mécanisme fait intervenir les équations de Maxwell pour l'auto-compatibilité du champ électrique et l'équation de Boltzmann pour la conductivité. Le champ magnétique en agissant sur les trajectoires des électrons modifie le tenseur de conductivité et intervient ainsi dans l'atténuation ultrasonore.

Nous rappelons dans ce chapitre le formalisme de CHH et son application aux différents effets magnéto-acoustiques. Nous complétons cette étude par un bref rappel des oscillations magnéto-acoustiques quantiques mais nous passons sous silence les oscillations quantiques géantes qui feront l'objet des chapitres V et VI.

I.1 - FORMALISME DE C H H .

Le modèle choisi est celui d'un gaz d'électrons se déplaçant dans un fond continu de charges positives. La densité moyenne de charges positives N_0 est la même que celle des électrons. Une onde ultrasonore de fréquence ω et de vecteur d'onde $\vec{q}$, se traduit dans le fond continu par un champ de vitesse $\vec{u}(\vec{r}, t)$ de la forme $\exp \{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)\}$. La répartition discontinue des charges sur les ions du métal peut être ignorée, tant que la longueur d'onde ultrasonore est beaucoup plus grande que la distance interatomique. Les interactions entre particules sont remplacées par les interactions de particules individuelles avec un champ électrique $\vec{\epsilon}$ auto-compatible (self-consistent en anglais).

La densité de courant associée à l'onde ultrasonore contient une contribution des électrons et une contribution des ions :

$$\vec{j} = \vec{j}_e + N_0 e \vec{u} \quad (1)$$

Le champ électrique $\vec{\epsilon}$ associé à l'onde ultrasonore, est relié à la densité de courant par les équations de Maxwell :

$$\vec{j} = -\sigma_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{\epsilon} \quad (2)$$

$$\text{avec} \quad \vec{\nabla} = i \begin{bmatrix} -\gamma & 0 & 0 \\ 0 & \beta & 0 \\ 0 & 0 & \beta \end{bmatrix} \quad (3)$$

où σ_0 est la conductibilité continue $N_0 e^2 \tau/m$ et les constantes β et γ sont définies par :

$$\beta = \frac{\omega c^2}{4\pi \sigma_0 V_s^2} \quad ; \quad \gamma = \beta \left(\frac{V_s}{c}\right)^2 \quad (4)$$

L'onde acoustique fournit de l'énergie au système d'électrons; les collisions des électrons avec les impuretés provoquent le retour d'une partie de cette énergie au réseau. Il y a ainsi un flux irréversible d'énergie de l'onde au réseau; la puissance dissipée par unité de volume est :

$$Q = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{j}_e^* \cdot \vec{\epsilon} - \vec{u}^* \cdot \frac{N_0 m}{\tau} (\langle \vec{v} \rangle - \vec{u}) \} \quad (5)$$

où $\langle \vec{v} \rangle$ est la vitesse moyenne des électrons égale à $\vec{j}_e / N_0 e$. Le deuxième terme de (5) traduit l'effet d'entraînement du réseau (collision drag effect) considéré par Holstein (1959) et Chambers (1960) : la distribution des vitesses vers laquelle les électrons relaxent n'est pas centrée à l'origine de l'espace des vitesses mais à l'extrémité du vecteur $\vec{u}$ qui est la vitesse locale de déplacement du réseau. La relation (5) peut encore s'écrire à l'aide de (1) et (2) :

$$Q = - \frac{1}{2} \text{Re} \{ N_0 e \vec{u}^* \cdot (\vec{I} + \vec{B}) \cdot \vec{\epsilon} \} \quad (6)$$

où $\vec{I}$ est le tenseur unité. Le champ électrique $\vec{\epsilon}$ doit être relié linéairement à $\vec{u}$; on peut toujours poser, sans préciser pour l'instant la forme de $\vec{W}$:

$$\vec{\epsilon} = \vec{W} \cdot \frac{N_0 e}{\sigma_0} \vec{u} \quad (7)$$

Compte tenu de (7), la relation (6) s'écrit :

$$Q = N_0 \left(\frac{1}{2\tau} m |\vec{u}|^2 \right) \hat{u} \cdot \vec{S} \cdot \hat{u} \quad (8)$$

où $\hat{u}$ est le vecteur unitaire dans la direction de polarisation de l'onde et $\vec{S}$ est défini par :

$$\vec{S} = - \text{Re} \{ (\vec{I} + \vec{B}) \cdot \vec{W} \} \quad (9)$$

La connaissance des éléments diagonaux de $\vec{S}$ permet de calculer les pertes Q_i ($i = 1, 2, 3$) pour les différentes polarisations de l'onde et donc l'atténuation :

$$\Gamma_i = \frac{Q_i}{1/2 \rho |\vec{u}|^2 V_s} = \frac{m v_F}{M V_s} \frac{S_{ii}}{\ell} \quad (10)$$

où V_s est la vitesse du son, v_F la vitesse de Fermi, M la masse de l'ion et ℓ le libre parcours moyen des électrons.

Pour calculer l'atténuation de l'onde, il reste à déterminer $\vec{W}$. A cet effet, on utilise la fonction de distribution des électrons $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ dans l'espace des phases. Quand il n'y a pas d'onde acoustique dans le métal, la fonction de distribution se réduit à la fonction de Fermi $f_0(\vec{v}, E_F^0)$ où E_F^0 est l'énergie de Fermi. Quand une onde acoustique est présente, la fonction de distribution est déterminée par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (11)$$

où $\vec{F}$ est la force de Lorentz :

$$\vec{F} = - e \left(\vec{\epsilon} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{H} \right) \quad (12)$$

Le courant électronique est donné par :

$$\vec{j}_e(\vec{r}, t) = -e \int \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3v \quad (13)$$

Pour résoudre l'équation de Boltzmann, on fait l'hypothèse du temps de relaxation:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} = -\frac{f - f_s}{\tau} \quad (14)$$

Quand les impuretés sont fixes, la distribution de vitesses des électrons relaxe vers une distribution isotrope autour de la vitesse des impuretés c'est à dire zéro. f_s se réduit à $f_0(\vec{v}, E_F^0)$. Quand les impuretés sont en mouvement sous l'effet de l'onde acoustique, la distribution de vitesses des électrons relaxe vers une distribution isotrope autour de la vitesse $\vec{u}$ des impuretés :

$$f_s(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_0\{\vec{v} - \vec{u}(\vec{r}, t), E_F(\vec{r}, t)\} \quad (15)$$

C'est l'effet d'entraînement du réseau, que nous avons déjà évoqué au début de ce paragraphe. $E_F(\vec{r}, t)$ est l'énergie de Fermi correspondant à la densité électronique $N(\vec{r}, t)$. Le problème de la détermination de $\vec{j}_e$ est maintenant complètement précisé. C H H résolvent l'équation de Boltzmann par la méthode de Chambers (1952) et trouvent :

$$\vec{j}_e = \vec{\sigma} \cdot \left(\vec{E} - \frac{m\vec{u}}{e\tau}\right) - \vec{R} eV_s \delta N \quad (16)$$

où $\vec{\sigma}(\vec{q}, \omega)$ est le tenseur de conductivité et δN la variation locale de la densité électronique due à l'onde acoustique ($N = N_0 + \delta N$). Le 1er terme de (16) est la conductivité ohmique, le 2ème terme traduit l'effet d'entraînement par les impuretés en mouvement (collision drag effect) et le 3ème terme provient de la diffusion des électrons non uniformément distribués dans le réseau. Les éléments $\vec{R}$ et $\vec{\sigma}$ de la relation (16) sont définis par :

$$\vec{J}(\vec{v}), K(\vec{v}) = \int_{-\infty}^t (-e \vec{v}', 1) \exp \{i\vec{q} \cdot (\vec{r}' - \vec{r}) - i\omega(t' - t) - (t - t')/\tau\} dt' \quad (17)$$

$$\vec{R} = \frac{2 E_F}{3 N_0 \tau V_s} \int -\vec{v} K(\vec{v}) \frac{\partial f_c}{\partial E} d^3 v \quad (18)$$

$$\vec{\sigma} = \int -e \vec{v} \otimes \vec{J}(\vec{v}) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E}\right) d^3 v \quad (19)$$

δN est relié à $\vec{j}_e$ par l'équation de conservation de la charge :

$$\text{div } \vec{j}_e = e \frac{\partial}{\partial t} (\delta N) \quad (20)$$

soit, pour une onde sinusoïdale :

$$iqj_{e//} = -ie \omega \delta N \quad (21)$$

où $j_{e//}$ est la composante du courant parallèle à $\vec{q}$. Le 3ème terme de (16) peut donc s'écrire :

$$\vec{R} j_{e//} = \vec{R} \cdot \vec{j}_e \quad (22)$$

où le tenseur $\vec{R}$ a les composantes :

$$(\vec{R})_{ij} = (\vec{R})_i \delta_{1j} \quad (23)$$

La relation (16) s'écrit compte tenu de (22) :

$$\vec{j}_e = \sigma_0 \vec{\sigma}' \left(\vec{\epsilon} - \frac{m\vec{u}}{e\tau}\right) \quad (24)$$

où $\vec{\sigma}'$ est un tenseur de conductivité effective incluant la diffusion:

$$\vec{\sigma}' = (\vec{I} - \vec{R})^{-1} \cdot \vec{\sigma} / \sigma_0 \quad (25)$$

En injectant (2) et (24) dans l'égalité (1), on obtient la relation cherchée entre $\vec{\epsilon}$ et $\vec{u}$ qui détermine le tenseur $\vec{W}$:

$$\vec{W} = (\vec{\sigma}' + \vec{B})^{-1} \cdot (\vec{\sigma}' - \vec{I}) \quad (26)$$

L'équation (26) complète avec (9) la solution formelle du problème de l'atténuation ultrasonore.

I. 2 - Variation de l'atténuation ultrasonore avec le champ magnétique.

Dans le paragraphe précédent, le champ magnétique n'apparaît pas explicitement; il intervient cependant dans le tenseur de conductivité. Pour expliciter la variation de $\vec{\sigma}$ avec le champ, il suffit d'écrire les relations qui existent entre $(\vec{r}, \vec{v})$ et $(\vec{r}', \vec{v}')$:

$$\vec{v}' = v_{\perp} \cos \{ \Omega(t'-t) + \emptyset \} , v_{\perp} \sin \{ \Omega(t'-t) + \emptyset \} , v_z$$

$$v_z = v \cos \theta \quad v_{\perp} = v \sin \theta \quad (27)$$

$$\vec{r}' = x + \frac{v_{\perp}}{\Omega} \{ \sin (\Omega(t'-t)+\emptyset) - \sin \emptyset \} , y - \frac{v_{\perp}}{\Omega} \{ \cos(\Omega(t'-t)+\emptyset) - \cos \emptyset \} , z + v_z(t'-t)$$

où Ω est la pulsation cyclotron eH/mc et θ et ϕ sont les angles polaires de $\vec{v}$.
L'injection des relations (27) dans (17) permet d'exprimer $\vec{\sigma}$ en fonction de Ω qui dépend du champ. Dans le cas où $\vec{q}$ est perpendiculaire à $\vec{H}$, CHH trouvent pour le tenseur de conductivité :

$$\sigma_{11} = \frac{3\sigma_0}{q^2 \ell^2} (1 - i\omega\tau) \left\{ 1 - \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{(1-i\omega\tau)g_n(X)}{1 + i(n\Omega - \omega)\tau} \right\} \quad (28)$$

$$\sigma_{22} = 3\sigma_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{s_n(X)}{1 + i(n\Omega - \omega)\tau} ; \sigma_{33} = 3\sigma_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{r_n(X)}{1 + i(n\Omega - \omega)\tau}$$

$$\sigma_{12} = -\sigma_{21} = \frac{3\sigma_0}{2q\ell} \sum_{-\infty}^{+\infty} \frac{(1-i\omega\tau)g'_n(X)}{1 + i(n\Omega - \omega)\tau} ; \sigma_{13} = \sigma_{31} = \sigma_{23} = \sigma_{32} = 0$$

où l'on a posé :

$$\begin{aligned} g_n(X) &= \int_0^{\pi/2} J_n^2(X \sin \theta) \sin \theta \, d\theta ; g'_n(X) = \frac{d}{dX} g_n(X) \\ s_n(X) &= \int_0^{\pi/2} \{J'_n(X \sin \theta)\}^2 \sin^3 \theta \, d\theta \\ r_n(X) &= \int_0^{\pi/2} J_n^2(X \sin \theta) \cos^2 \theta \sin \theta \, d\theta \end{aligned} \quad (29)$$

La variable $X = q v_F / \Omega = \pi 2R / \lambda$ représente la mesure du diamètre $2R$ de l'orbite en nombre de longueurs d'onde; elle est inversement proportionnelle à H .

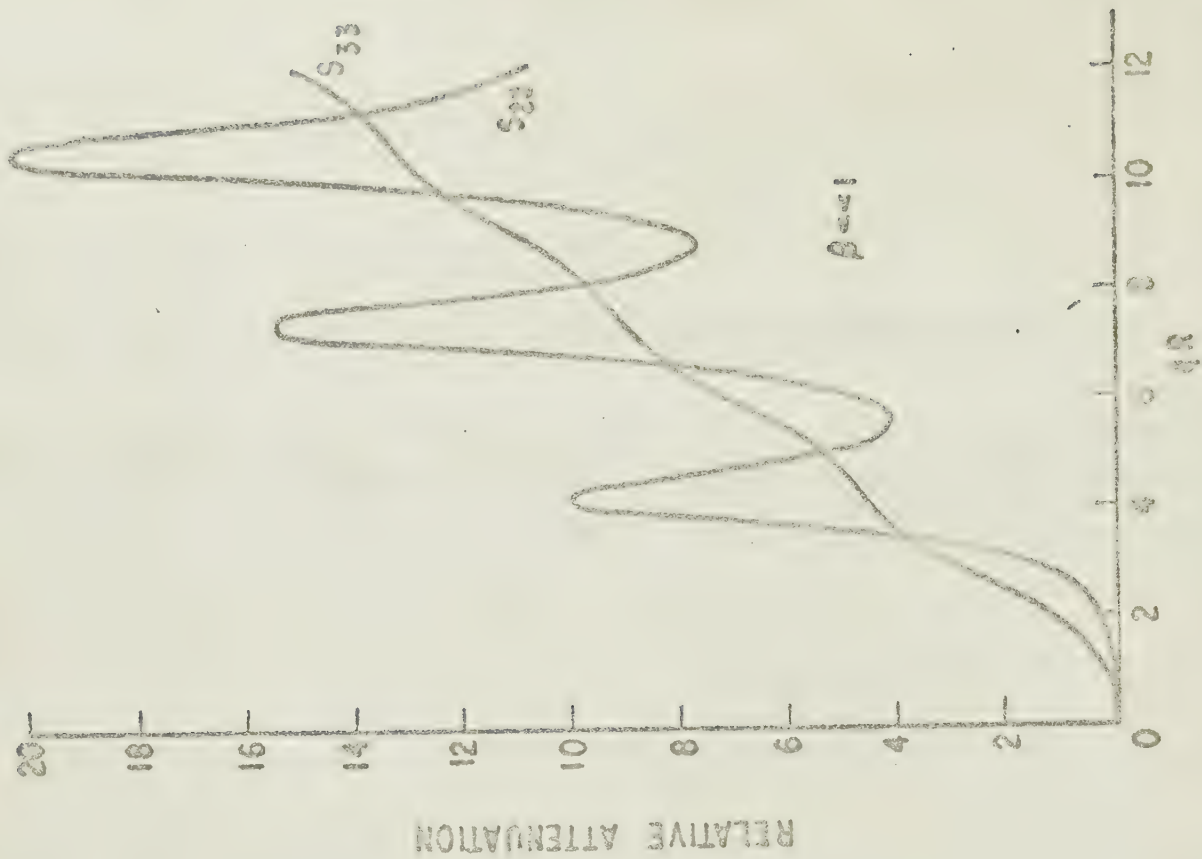
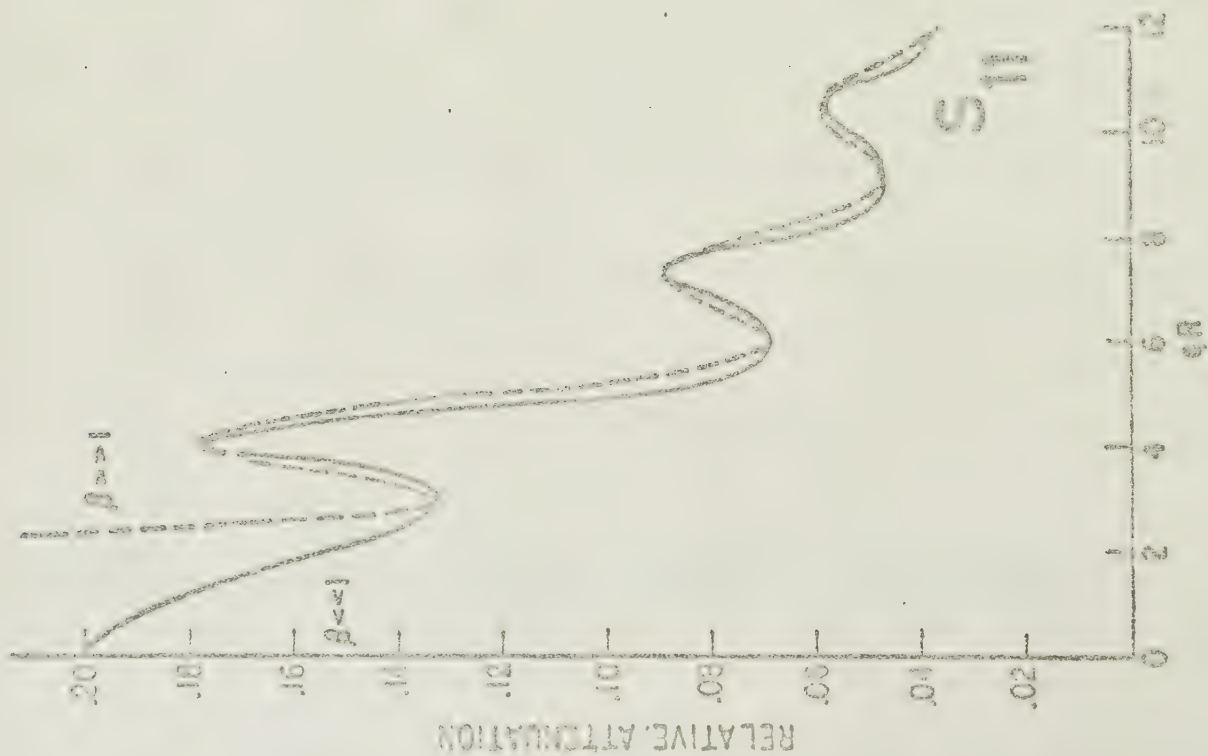


Figure I.1. - Oscillations de l'atténuation d'une onde acoustique se propageant perpendiculairement au champ magnétique d'après Cohen, Harrison et Harrison (1960). L'abscisse qR est inversement proportionnelle au champ. S_{11} correspond à une onde longitudinale. S_{22} correspond à une onde transversale dont le vecteur de polarisation est perpendiculaire au champ. S_{33} correspond à une onde transversale dont le vecteur de polarisation est

I.2.1. Résonances Géométriques.

On se place dans le cas particulier $\vec{q} \perp \vec{H}$ examiné ci-dessus. Connaissant $\vec{\sigma}(\vec{H})$ on déduit $\vec{\sigma}'(\vec{H})$ puis $\vec{S}(\vec{H})$ dont les éléments diagonaux sont proportionnels à l'atténuation. CHH trouvent :

$$\begin{aligned} S_{11} &= \frac{q^2 \ell^2}{3(1 + \omega^2 \tau^2)} \left(\frac{1}{1 - g_0 + (g'_0/2)^2 / s_0} - 1 \right) \\ S_{22} &= \frac{1}{3\{s_0 + (g'_0/2)^2 / (1 - g_0)\}} - 1 \\ S_{33} &= 1/3r_0 - 1 \end{aligned} \quad (30)$$

S_{11} correspond à une onde acoustique longitudinale, S_{22} correspond à une onde transversale dont le vecteur de polarisation est perpendiculaire à $\vec{H}$ et S_{33} correspond à une onde transversale dont le vecteur de polarisation est parallèle à $\vec{H}$.

Ces résultats sont portés sur la figure 1; l'abscisse est inversement proportionnelle au champ magnétique. On voit qu'il y a de fortes oscillations de S_{11} et S_{22} .

Les extremums de S_{11} se produisent quand g'_0 s'annule; les positions des premiers extremums sont données dans la table I. Pour que les relations (30) soient valables il faut que les conditions suivantes soient réalisées :

$$\Omega\tau \gg 1, \quad q\ell \gg 1 \quad \text{et} \quad \beta \ll 1 \quad (31)$$

Maximums	Minimums
0	0,94
1,29	1,92
2,31	2,92
3,33	3,91
4,33	4,91
5,34	5,90
6,34	6,90
7,34	7,90

Table I. Valeurs de $X/\pi = 2R/\lambda$ pour les premiers extremums de S_{11}

La constante β déterminée par la relation (4) s'écrit aussi $(2\pi \delta/\lambda)^2$ où δ est l'épaisseur de peau et λ la longueur d'onde ultrasonore. CHH traitent aussi le cas $\beta \gg 1$ mais expérimentalement, on est le plus souvent dans le cas des basses fréquences ($\beta \ll 1$). En effet, pour observer des oscillations il faut $q\ell \gg 1$, c'est à dire un métal pur qui a donc une grande conductivité; dans le cuivre où Morse et al (1959) ont observé les résonances géométriques, le libre parcours moyen de l'ordre de 10^{-2} cm donne un temps de relaxation de l'ordre de 10^{-10} sec. et une constante β de l'ordre de 10^{-3} à 100 Mhz. La table I montre que les maximums d'atténuation n'ont pas lieu exactement pour des valeurs entières de $2R/\lambda$ et qu'ils deviennent très rapidement périodiques quand le champ magnétique décroît. L'atténuation présente donc des oscillations de période unité en $2R/\lambda$; en exprimant le diamètre de l'orbite en fonction du rayon k_F de la sphère de Fermi, on obtient immédiatement la période des oscillations en $1/H$:

$$\Delta \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{e \lambda}{2 \hbar c k_F} \quad (32)$$

L'effet du libre parcours fini des électrons n'est pas révélé par les calculs de CHH à cause de la condition $q\ell \gg 1$. Kjeldaas et al (1959) ont fait le calcul de l'atténuation sans faire cette approximation; leur résultat est montré sur la figure 2. Les oscillations magnéto-acoustiques sont très fortement amorties dès que le libre parcours est réduit à une valeur comparable à la longueur d'onde acoustique.

I.2.2. Résonance cyclotron.

Dans le cas $\vec{q} \perp \vec{H}$, il apparait dans l'expression (28) du tenseur de conductivité, des possibilités de résonance quand $\omega = n\Omega$; c'est la résonance cyclotron acoustique, initialement prédite par Mikoshiba (1958). Il est important de remarquer que les valeurs de champ magnétique pour lesquelles la résonance peut exister sont petites puisque $X = (v_F/V_S) (\omega/n\Omega)$ est de l'ordre de v_F/V_S , c'est à dire 10^{-3} . C'est une différence importante par rapport aux résonances géométriques qui sont bien définies pour X de l'ordre de quelques unités. CHH trouvent pour l'atténuation, en faisant des approximations dans la limite des bas champs :

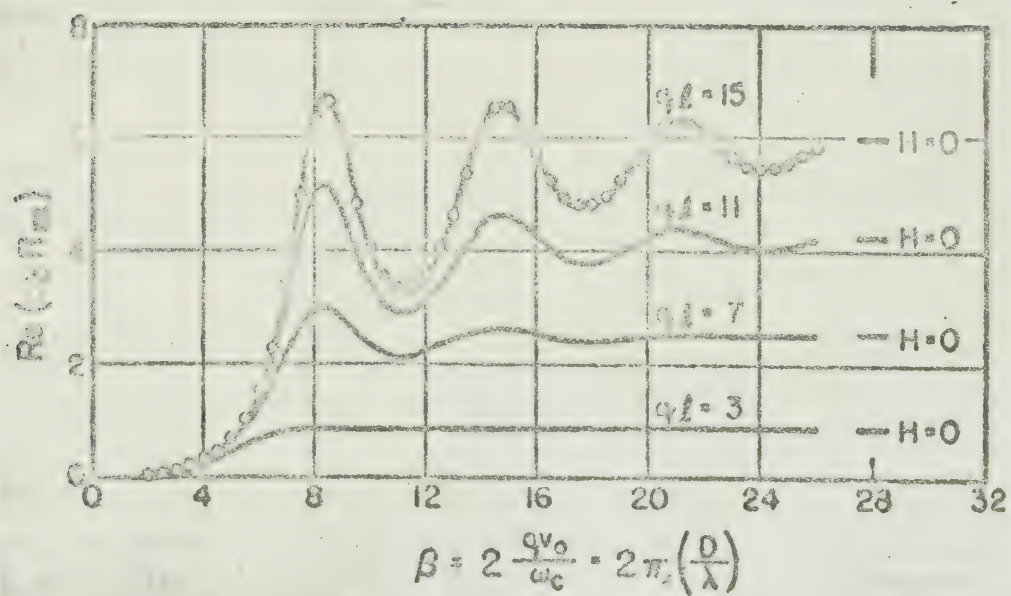
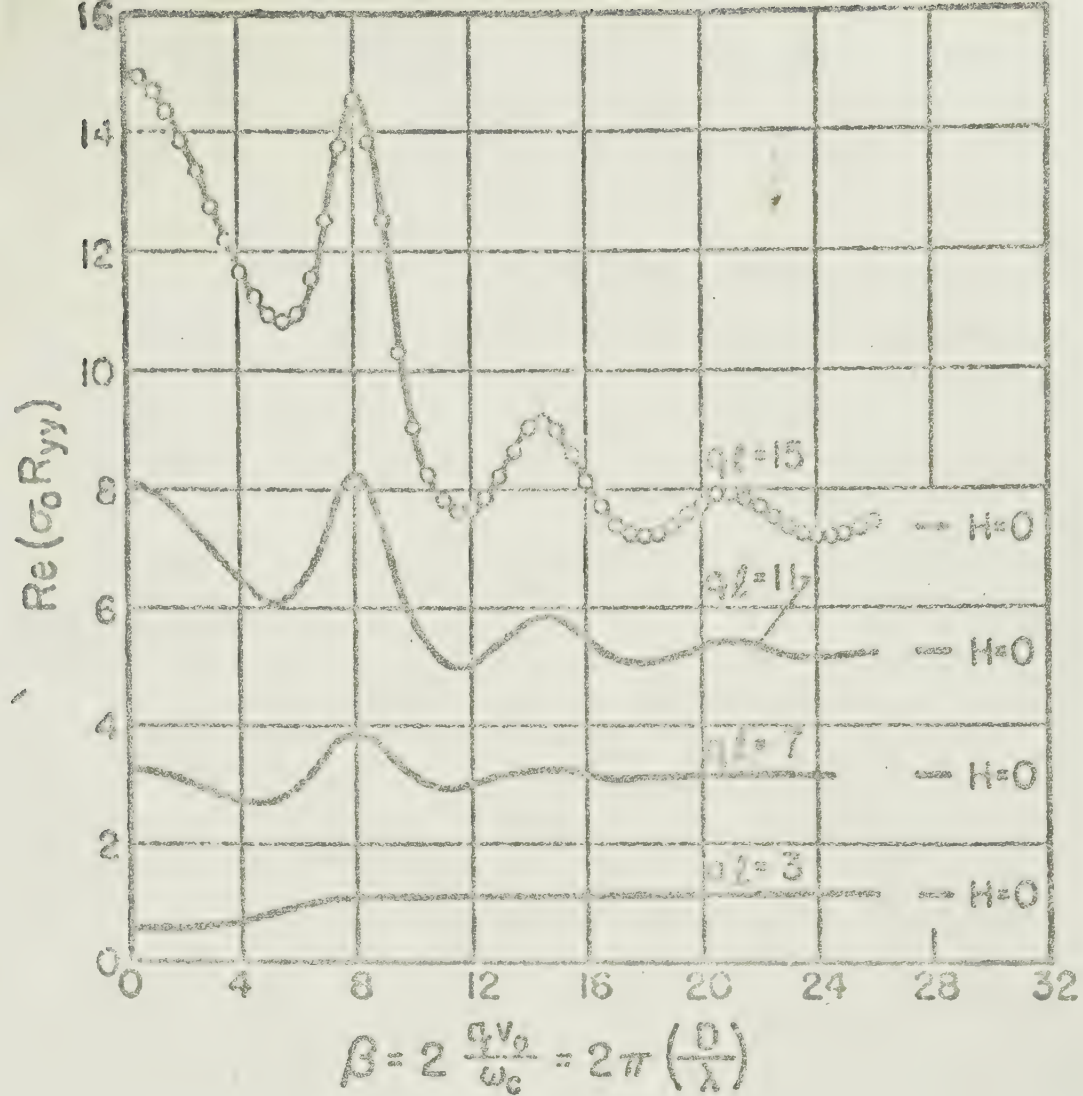


Figure I.2.

Effet de la limitation du libre parcours des électrons sur les résonances géométriques d'après Kjeldaas et Holstein (1959).

La figure supérieure correspond à une onde longitudinale.

La figure inférieure correspond à une onde transversale dont le vecteur de polarisation est perpendiculaire au champ.

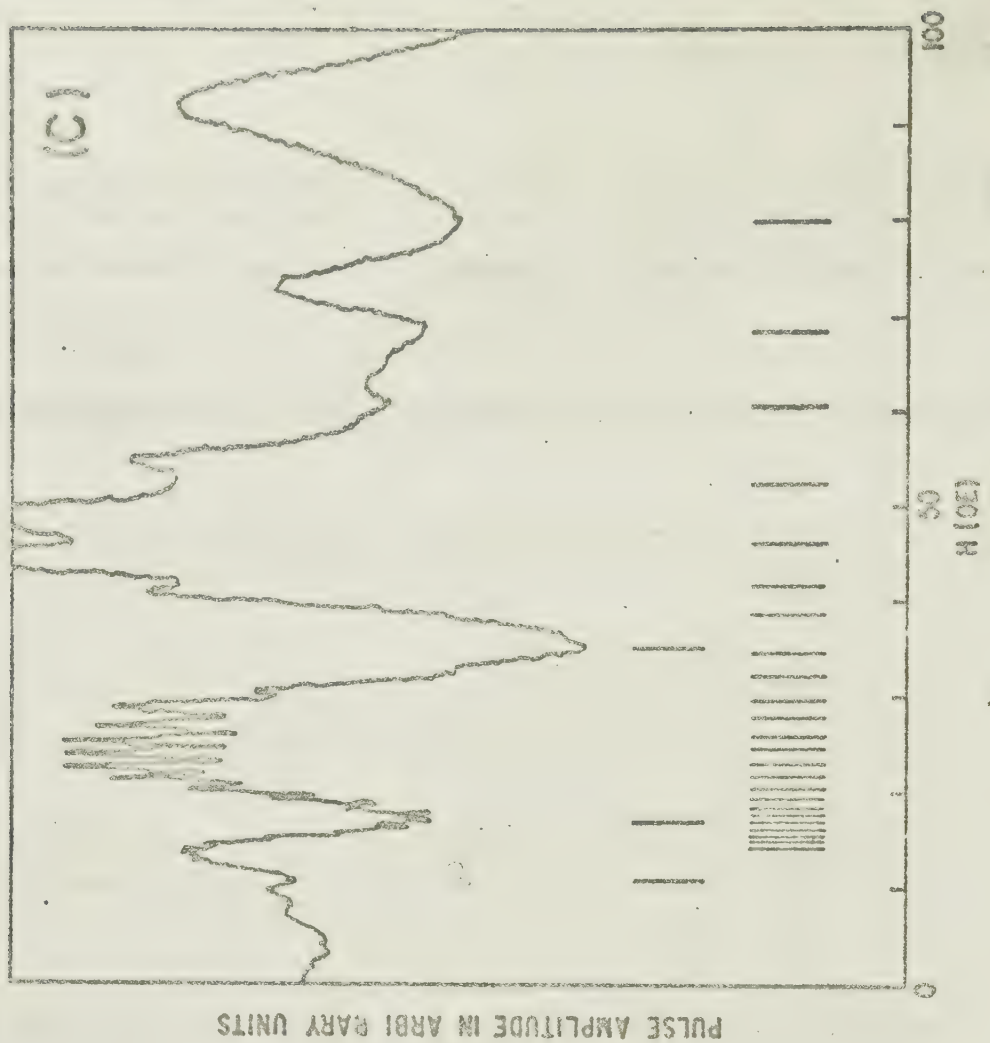
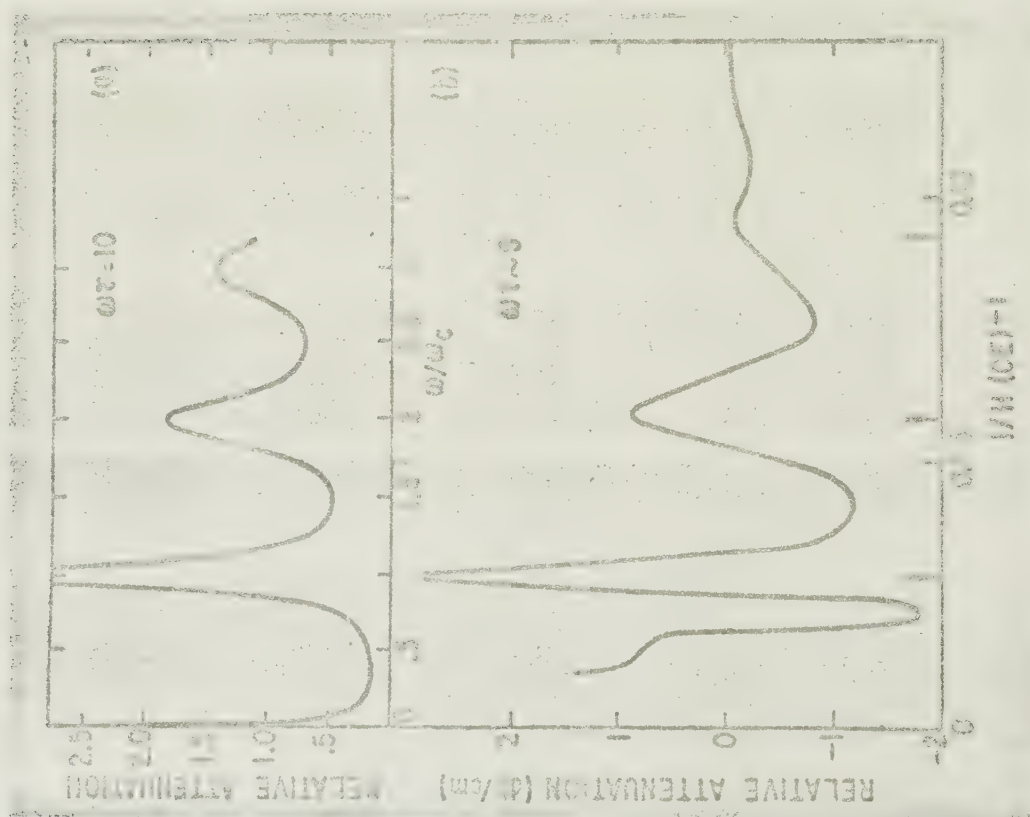


Figure 1.3. - Résonance cyclotron acoustique dans le gallium d'après Roberts (1961). $F = 115$ Mhz et $T = 1,5^\circ\text{K}$. Les traits supérieurs de la figure C indiquent les résonances cyclotron et les traits inférieurs les résonances géométriques. La courbe b est la résonance cyclotron expérimentale dérivée de c et la courbe a est la résonance cyclotron théorique d'après Cohen, Harrison et Harrison (1960).

$$S_{11} = \frac{\pi q \ell}{6} \operatorname{Re} \left\{ \coth \frac{(1 - i\omega\tau)\pi}{\Omega\tau} \right\} \quad (33)$$

$$S_{22} = S_{33} = 1 + \frac{3 \pi}{4 q \ell \beta^2} \operatorname{Re} \left\{ \coth \frac{(1 - i\omega\tau)\pi}{\Omega\tau} \right\}$$

La figure (3.a) représente la variation de S_{11} avec le champ. Ces équations supposent évidemment $\Omega\tau \gg 1$ mais surtout $\omega\tau \gg 1$. C'est cette dernière condition qui rend très difficile, l'observation du phénomène dans les métaux. En effet, à 100 Mhz il faut un libre parcours électronique de l'ordre de 1 cm pour avoir $\omega\tau \sim 5$. Malgré cette nécessité de grande pureté du métal, Roberts (1961) a pu mettre en évidence la résonance cyclotron ultrasonore dans le gallium (figure 3); Ce phénomène est superposé aux résonances géométriques (figures 3.c) mais les 2 types d'oscillations sont de natures différentes. En effet les oscillations cyclotron sont de nature temporelle tandis que les oscillations géométriques sont de nature spatiale. Pour s'assurer que les oscillations de la figure 3.b sont dues à la résonance cyclotron, Roberts a mis en application l'argument précédent : il a étudié la variation de l'atténuation en fonction du champ, à une fréquence ultrasonore fixée mais successivement avec des ondes longitudinales et transversales; les longueurs d'ondes sont ainsi différentes dans les 2 cas. Roberts a effectivement observé que les maximums de la résonance cyclotron restaient aux mêmes valeurs de champ tandis qu'il se produisait des changements très marqués dans les oscillations géométriques.

I.2.3. Propagation de l'onde parallèle au champ magnétique.

Dans le cas d'ondes longitudinales se propageant parallèlement au champ magnétique, CHH trouvent que ce dernier n'a aucun effet sur l'atténuation et retrouvent le résultat de Pippard (1955) :

$$S_{11} = \frac{1}{3} \frac{q^2 \ell^2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} q \ell}{q \ell - \operatorname{arctg} q \ell} - 1 \quad (34)$$

Dans le cas d'ondes transversales, CHH considèrent une onde polarisée circulairement et retrouvent le résultat de Kjeldaas (1959) :

$$S_{\pm} = \operatorname{Re} \left(\frac{1}{G_{\pm}} - 1 \right) \quad (35)$$

où l'on a admis $\beta \ll 1$, $\beta \ll |G_{\pm}|$ et posé :

$$G_{\pm} = \frac{3}{4} \int_0^{\pi} \frac{\sin^3 \theta d\theta}{1 + i(\pm\Omega + qv_F \cos\theta - \omega)\tau} \quad (36)$$

La figure 4 représente la variation de $S_{\pm}$ avec le champ magnétique pour plusieurs valeurs de $q\ell$. Le point important est qu'il y a une valeur limite du champ au-dessus de laquelle l'onde n'est plus atténuée. Le sens physique de cette limite est très clair (Kjeldaas 1959). En effet, en présence de l'onde polarisée circulairement et se propageant parallèlement au champ magnétique $\vec{H}$, les électrons qui atténuent l'onde sont ceux dont le vecteur vitesse fait un angle constant avec le champ électrique $\vec{\epsilon}$ associé à l'onde. L'électron décrit dans le plan perpendiculaire à $\vec{H}$ un cercle à la fréquence cyclotron et avance avec une vitesse v_z suivant $\vec{H}$; il voit une fréquence ultrasonore déplacée par effet Doppler :

$$\omega_{\text{eff}} = \omega \left(1 - \frac{v_z}{V_s}\right) \quad (37)$$

Quand $\omega_{\text{eff}} = \Omega$, la vitesse de l'électron (ou le rayon vecteur de l'orbite dans le plan perpendiculaire à $\vec{H}$) reste en phase avec le champ $\vec{\epsilon}$; l'électron reçoit alors de l'énergie de $\vec{\epsilon}$ et atténue ainsi l'onde ultrasonore. La relation (37) montre que ω_{eff} a une valeur maximale égale à $\omega(v_F/V_s - 1)$ et si le champ magnétique est trop élevé, il n'est plus possible de satisfaire l'égalité $\omega_{\text{eff}} = \Omega$. Ainsi l'atténuation de l'onde ultrasonore ne se produit que pour les valeurs du champ magnétique satisfaisant :

$$\Omega \leq \omega (v_F/V_s - 1) \quad (38)$$

Ce phénomène a été observé dans le potassium (Thomas et al. 1966).

I.3. - OSCILLATIONS QUANTIQUES DE L'ATTENUATION ULTRASONORE.

Nous n'avons pas considéré jusqu'ici, la quantification des niveaux d'énergie qu'entraîne la présence du champ magnétique. En fait, quand un métal est placé dans un champ magnétique $\vec{H}$ suivant Oz, l'énergie E de chaque électron de conduction devient :

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (39)$$

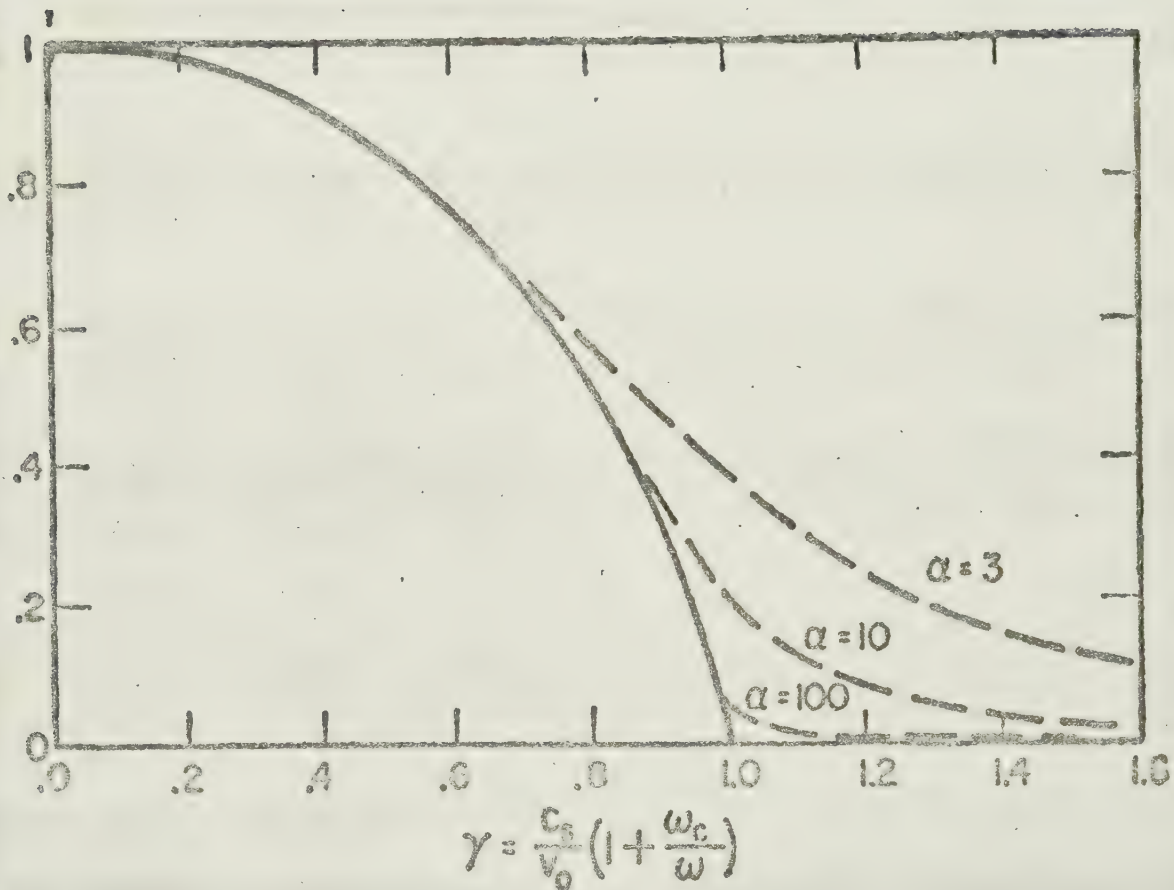


Figure I.4.

Limite de Kjeldaas (1959) pour une onde acoustique polarisée
circulairement et se propageant parallèlement au champ magnétique.
La figure représente la variation de $\text{Re}(1/G_{\pm} - 1)$ en fonction
de γ pour différentes valeurs de $\alpha = ql$; c'est l'équivalent de
la variation de l'atténuation en fonction du champ magnétique.

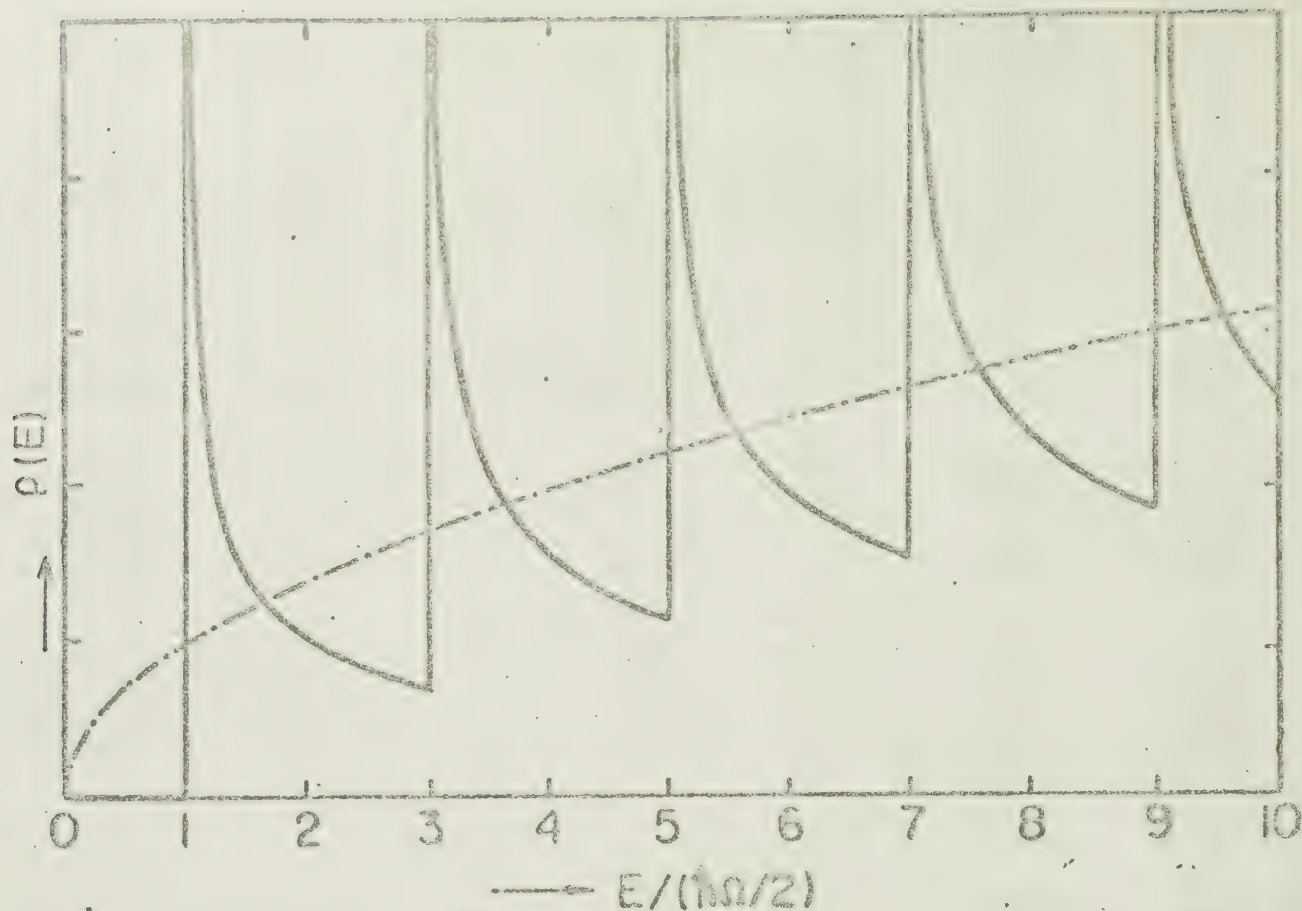


Figure I.5. - Densité d'états des électrons en présence d'un champ magnétique. La courbe en trait interrompu est la densité d'états en l'absence du champ.

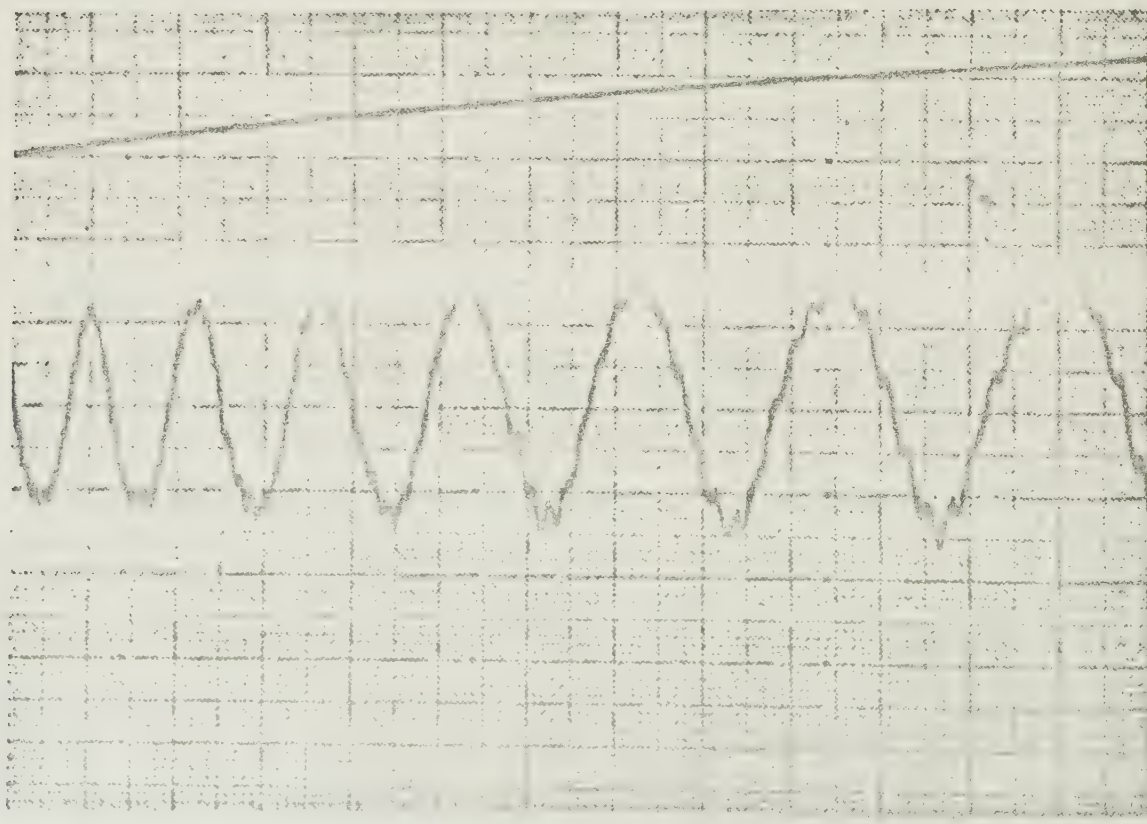


Figure I.6. - Oscillations quantiques de l'atténuation acoustique dans le magnésium d'après Fenton et Woods (1966). Le champ magnétique maximum est de l'ordre de 20 koe.

où $\Omega = eH/mc$ est la pulsation cyclotron et n le numéro de Landau. La densité d'état des électrons $\rho(E)$ dépend du champ magnétique (cf. Mercouroff, 1967); $\rho(E)$ diverge chaque fois que $E = (n + 1/2) \hbar\Omega$ (Fig. 5). La densité d'état moyenne (sur un intervalle d'énergie beaucoup plus grand que $\hbar\Omega$) est la même qu'en l'absence du champ.

La résonance cyclotron que nous avons décrite au § I.2.2. devient évidente avec le formalisme quantique. L'onde acoustique est un faisceau de phonons $(\omega, \vec{q})$; quand $\omega = \hbar\Omega$, un phonon est absorbé par l'électron qui effectue une transition de niveau $n \rightarrow n + 1$. La condition $\Omega\tau \gg 1$ qui est apparue au § I.2.2 signifie que les niveaux de Landau doivent être bien définis. Le traitement semi-classique de CHH rend bien compte de l'expérience de Roberts (1961) parce que pour une fréquence ultrasonore de 100 Mhz et à 1,5°K, l'inégalité $kT \gg \hbar\Omega$ est satisfaite et les oscillations de la densité d'état sont brouillées. Le traitement de CHH devient invalide quand les 2 inégalités suivantes sont satisfaites :

$$\hbar\Omega \gg kT ; \quad \Omega\tau \gg 1 \quad (40)$$

Il est encore possible d'utiliser le formalisme du § I.1, mais pour déterminer le tenseur de conductivité, il faut faire le calcul quantique. Quinn et al (1962) ont calculé le tenseur de magnéto-conductivité, qui oscille avec le champ magnétique à cause des oscillations de la densité d'état des électrons. Nous ne donnons pas ici ces résultats parce qu'ils ne font pas l'unanimité; ils sont notamment en désaccord avec ceux de Skobov (1961). La propriété incontestée est l'existence des oscillations de l'atténuation. Ces derniers sont semblables aux oscillations de Haas-Van Alphen de la susceptibilité magnétique; elles sont, comme elles, périodiques en $1/H$ et de période :

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2 \pi e}{\hbar c S} \quad (41)$$

où S est l'aire de la section extrême de la surface de Fermi perpendiculairement à $\vec{H}$. Nous montrons sur la figure 6 les oscillations quantiques de l'atténuation que Fenton et Woods (1966) ont obtenues dans le magnésium. Ces auteurs ont étudié la variation de l'amplitude des oscillations avec la température et ont trouvé la même loi que pour la variation des oscillations de Haas-Van Alphen, c'est à dire une variation exponentielle de Γ/T en fonction de la température; la valeur de la

masse effective déduite de cette étude est en bon accord avec celle obtenue à partir de l'effet de Haas-Van Alphen.

Quand le champ magnétique est très élevé et le libre parcours des électrons suffisamment grand, les oscillations quantiques prennent la forme de pics d'atténuation. Nous étudierons ce phénomène au chapitre V.

CONCLUSION

Les oscillations magnéto-acoustiques que nous avons considérées dans ce chapitre ont été établies dans le cas des électrons libres. Pippard (1960) a traité l'atténuation acoustique dans le cas d'une surface de Fermi de forme quelconque. Cet auteur considère la déformation de la surface de Fermi résultant du passage de l'onde acoustique dans le réseau et retrouve les propriétés oscillantes de l'atténuation. La période des résonances géométriques est toujours donnée par (32) à condition d'y remplacer $2k_F$ par k_D qui est la dimension extrême de la surface de Fermi dans la direction perpendiculaire à $\vec{q}$ et $\vec{H}$. Les oscillations magnéto-acoustiques, notamment les résonances géométriques, ont été largement utilisées pour la détermination expérimentale des surfaces de Fermi des métaux. Roberts (1968) et Cracknell (1971) ont établi des bibliographies extensives de ces travaux.

Tous les effets considérés jusqu'ici ne dépendent pas dans leur essence de la forme de la surface de Fermi. Il y a cependant d'autres phénomènes qui n'existent que si la surface de Fermi n'est pas sphérique; il s'agit notamment de la résonance géométrique liée aux orbites ouvertes (Gavenda et al. 1962) et des oscillations de l'atténuation que Daniel et Mackinnon (1963) ont observées avec des ondes ultrasonores longitudinales se propageant parallèlement au champ magnétique. A ces exceptions près, la complexité de la surface de Fermi ne fait le plus souvent que rendre difficile le dépouillement des enregistrements; les oscillations quantiques sont en nombre élevé et il est toujours possible d'en déduire les périodes correspondantes mais il n'en est pas de même des résonances géométriques qui se traduisent souvent par des spectres d'atténuation inextricables.

CHAPITRE II

DONNEES SUR LE MERCURE

II.1 STRUCTURE CRISTALLINE

Le mercure est solide au-dessous de $-38,8^{\circ}\text{C}$ et peut se présenter sous la forme de 3 phases cristallines différentes :

- La phase α qui a une structure rhomboédrique. La température critique de supraconductivité est $T_{c\alpha} = 4,153^{\circ}\text{K}$; le champ critique à 0°K est $H_{c\alpha} = 412 \text{ oe}$ (Schirber et al. 1961).

- La phase β qui a une structure quadratique centrée; elle est stable à pression nulle au-dessous de 79°K et peut être obtenue à partir de la phase α par l'application de pressions hydrostatiques de l'ordre de 3 kbar à 110°K (Schirber et al. 1962). La température critique de supraconductivité est $T_{c\beta} = 3,949^{\circ}\text{K}$.

- La phase γ mise en évidence par Doidge et al. (1968) est encore mal connue; on l'obtient par déformation sous tension à basse température (déformation de l'ordre de 75% à 20°K). Cette phase disparaît pour redonner la phase α quand on chauffe l'échantillon au-dessus de 50°K (Abell et al. 1970). La température critique de supraconductivité est $T_{c\gamma} = 3,74 \pm 0,05^{\circ}\text{K}$.

Par cristallisation du mercure à la pression atmosphérique, on obtient la phase α qui reste inchangée jusqu'aux températures de l'hélium liquide. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu'à cette phase et ne préciserons plus sa dénomination. Barrett (1957) a mesuré les paramètres de la maille rhomboédrique, à basse température; il a trouvé :

$$\begin{array}{lll} a = 2,9863 \overset{\circ}{\text{A}} & \text{et} & \alpha = 70^{\circ} \quad 44,6' \quad \text{à } 5^{\circ}\text{K} \\ a = 2,9925 \overset{\circ}{\text{A}} & \text{et} & \alpha = 70^{\circ} \quad 44,6' \quad \text{à } 78^{\circ}\text{K} \end{array}$$

Il est important de remarquer la grande valeur du coefficient de dilatation thermique au-dessous de 78°K qu'impliquent ces résultats. On trouve, en effet, quand la température varie de 5 à 78°K une dilatation linéaire relative de 2.10^{-3} alors que pour le cuivre on a 2.10^{-4} . C'est, peut-être, cette grande valeur du coefficient de dilatation thermique à basse température qui est la cause de nos difficultés de réalisation des jonctions quartz-échantillon (§ III.4).

II.2. SURFACE DE FERMI.

Le mercure, de configuration électronique $5d^{10}6s^2$ est un métal compensé. La maille élémentaire du réseau réciproque est un rhomboèdre dont les paramètres sont :

$$b = 2,3007 \text{ \AA}^{-1} \quad \text{et} \quad \beta = 104^\circ 22'$$

L'angle des directions (100), (010) et (001) avec la direction (111) du réseau réciproque est égal $65^\circ 48'$ *. La zone de Brillouin est un polyèdre à 14 faces (figure II.1); les plans contenant les faces sont (Jones 1960) :

- les 6 plans perpendiculaires aux directions (100), (010) et (001) et distants de $\pm b/2$ de l'origine.
- les 6 plans perpendiculaires aux directions (011), (101) et (110) et distants de $\pm 1,4107 \text{ \AA}^{-1}$ de l'origine.
- les 2 plans perpendiculaires à la direction (111) et distants de $\pm 1,4145 \text{ \AA}^{-1}$ de l'origine.

On visualise simplement la surface de Fermi du mercure à l'aide de la construction géométrique de Harrison (1960). Le modèle d'électrons libres ne donne pas la forme exacte de la surface de Fermi mais la décrit bien qualitativement. La sphère d'électrons libres de rayon $k_F = 1,37 \text{ \AA}^{-1}$ coupe les faces de la zone de Brillouin normales aux directions (100),

* On utilise la notation $[l \ m \ n]$ pour désigner une direction du réseau réel et $(l \ m \ n)$ pour désigner le vecteur du réseau réciproque normal au plan $(l \ m \ n)$ du réseau réel. Dans un cristal rhomboédrique, les directions $[l \ m \ n]$ du réseau réel et $(l \ m \ n)$ du réseau réciproque ne sont pas, en général, confondues.

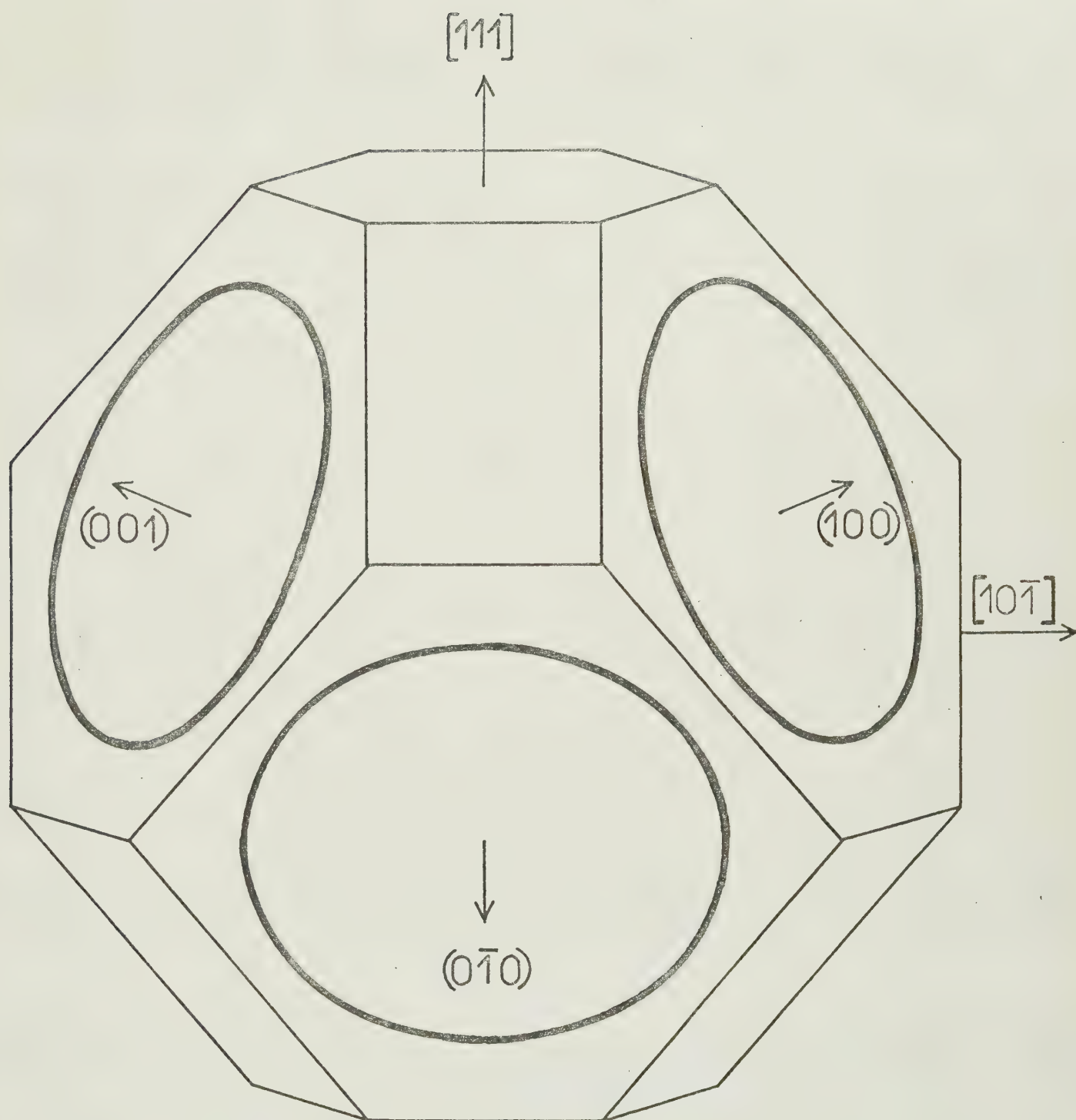


Figure II.1

Zone de Brillouin du mercure et son intersection avec la
sphère des électrons libres.

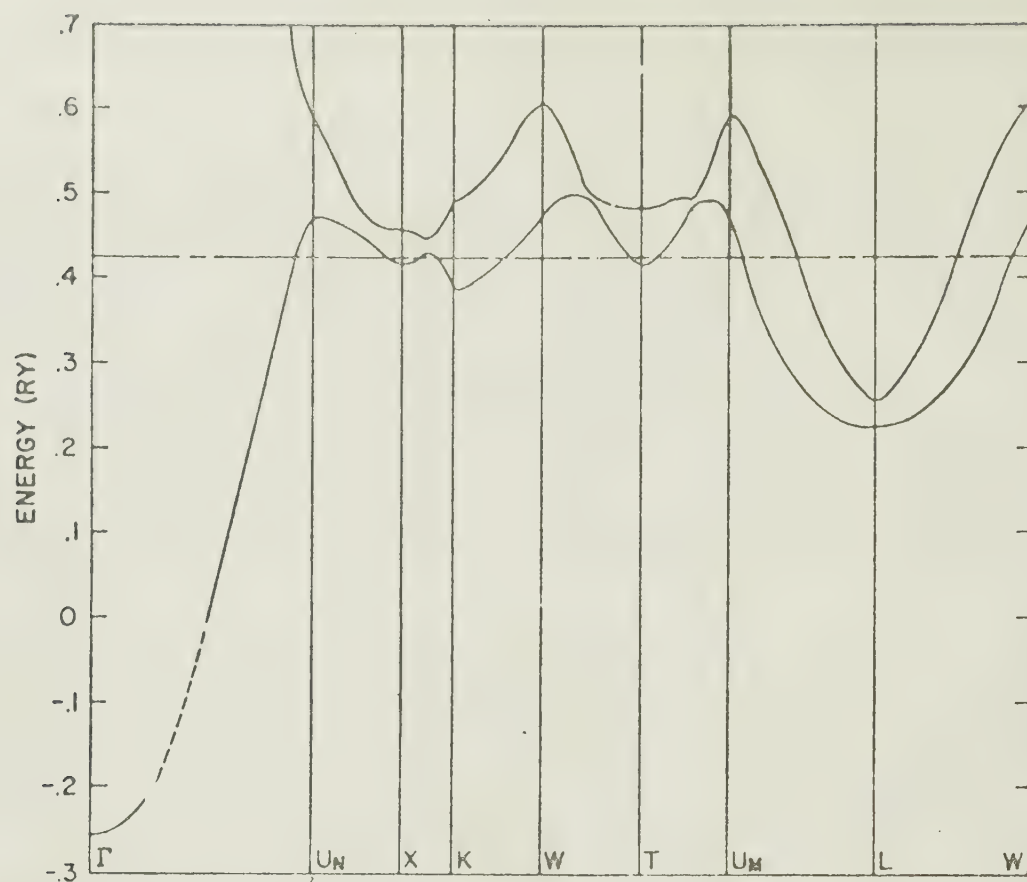


Figure II.2

Bandes d'énergie du mercure d'après Keeton et Loucks (1966)

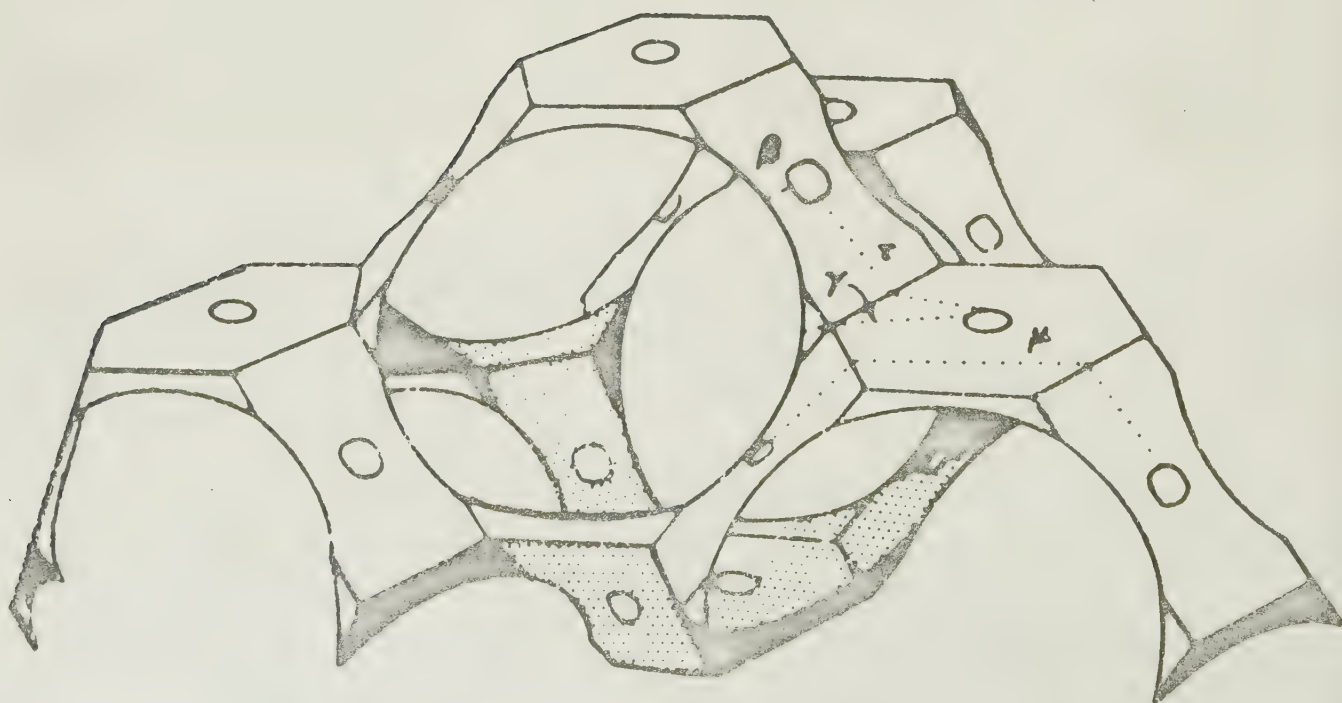


Figure II.3

Représentation schématique de la surface de trous de la lère zone d'après Keeton et Loucks (1966).

(010) et (001) (figure II.1). La construction de Harrison donne donc 3 lentilles d'électrons situées dans la 2ème zone de Brillouin; la surface de la portion de sphère de Fermi contenue dans la 1ère zone constitue une surface de trous. Keeton et al. (1966) ont étudié théoriquement la structure de bandes du mercure par la méthode RAPW. Le diagramme de bandes résultant de leur calcul est montré sur la figure II.2; la position du niveau de Fermi y est choisie de telle sorte que le diagramme soit compatible avec les résultats de l'étude de l'effet de Haas-Van Alphen (Brandt et al. 1966). La principale modification par rapport au modèle d'électrons libres est le contact de la surface de Fermi aux points T et X de la zone de Brillouin; ces contacts provoquent l'apparition de nouvelles orbites comme, par exemple, les orbites β et τ (figure II.3). La surface de Fermi du mercure a été étudiée par différentes techniques. Brandt et al (1966) ainsi que Poulsen et al. (1971) ont étudié l'effet de Haas-Van Alphen; Datars et al. (1967) ainsi que Dishman et al. (1968) ont étudié la magnétorésistance transverse; Nourtier (1970) a étudié la magnétorésistance longitudinale; Dixon et al. (1968) ainsi que Poulsen et al. (1971) ont étudié la résonance Azbel-Kaner; Bogle et al. (1969) ont enfin étudié les résonances géométriques. Nous préciserons dans la suite (Chap. IV et VI) les résultats de ces études ainsi qu'il sera besoin de les utiliser ou de les comparer avec les nôtres.

II.3 - RESISTIVITE ET LIBRE PARCOURS MOYEN

Le mercure étant liquide à la température ambiante, on choisit généralement la température d'ébullition de l'azote pour définir le rapport de résistivité résiduelle (RRR). Pour le mercure monocristallin, on trouve comme valeur de résistivité à 77°K (Sckell 1930 et Aleksandrov 1969) :

$$\rho_{77} \approx 5,5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$$

Aleksandrov (1967) a étudié la variation à basse température de la résistivité de monocristaux de mercure pur (99,999%); il trouve un RRR égal à $5 \cdot 10^4$ et observe une très grande variation de la résistivité entre 1,6 et 4,2°K. La résistivité est, en effet, 100 fois plus petite à 1,6 qu'à 4,2°K et la résistivité résiduelle n'est pas encore atteinte. Ce phénomène peut s'expliquer par la faible température de Debye du mercure ($\theta = 80^\circ\text{K}$ Mott et al. 1936) et la présence à 20°K d'un pic dans le spectre de densité d'états des phonons (McMillan et al. 1969).

Nourtier (1970) a mesuré le RRR dans des monocristaux obtenus à partir du même mercure que celui que nous utilisons; il a obtenu un RRR de l'ordre de 3.10^5 .

Aleksandrov (1969) a étudié l'effet de dimension sur la résistivité à basse température. A l'aide de la formule de Dingle (1950), il évalue le libre parcours moyen des électrons en fonction de la température:

$$\begin{array}{ll} \ell \approx 2,5.10^{-3} \text{ cm} & \text{à } 4,2^\circ \text{K} \\ \ell \approx 6.10^{-2} \text{ cm} & \text{à } 2,5^\circ \text{K} \\ \ell \approx 6,6.10^{-1} \text{ cm} & \text{à } 1,6^\circ \text{K} \end{array}$$

Les valeurs du libre parcours aux températures les plus basses, semblent être beaucoup trop grandes. En effet, nous n'avons jamais observé de résonances géométriques à $2,5^\circ \text{K}$ et 50 Mhz alors que la valeur de ℓ d'Aleksandrov entraîne que le produit $q\ell \approx 90$ est suffisamment grand pour permettre l'observation des résonances géométriques (figure I.2).

II.4 - CONSTANTES ELASTIQUES ET DIRECTIONS SPECIFIQUES

Pour chaque direction de propagation d'une onde dans un cristal, il y a 3 directions de vibration permises qui sont orthogonales : une quasi-longitudinale et deux quasi-transversales. Il y a, dans le cristal, un nombre déterminé de directions de propagation pour lesquelles la vibration peut être exactement longitudinale ou transversale; ce sont les directions de propagation des modes purs appelés quelquefois directions spécifiques du cristal. Le mercure appartient à la classe cristalline $\bar{3}m$ pour laquelle les seules considérations de symétrie ne permettent pas la détermination de toutes les directions spécifiques. L'axe ternaire et les 3 axes binaires sont bien des directions spécifiques mais il y a en plus dans chacun des 3 plans de symétrie 1 ou 3 directions spécifiques qui sont déterminées par les racines d'une équation du 3ème degré dont les coefficients dépendent des constantes élastiques (Appendice A). Les constantes élastiques du mercure à 83°K sont données dans la table I (Hearmon, 1956). A l'aide de ces valeurs, nous avons trouvé qu'il existe 3 directions spécifiques dans chacun des 3 plans de symétrie; elles font avec la direction $[111]$ les angles respectifs 15° , 111° et 123° . Il y a donc en tout 13 directions spécifiques dans un monocristal de mercure.

p q	11	33	44	12	13	14	unités
S_{pq}	15,4	4,5	15,1	- 11,9	-2,1	-10,0	$10^{-12} \text{cm}^2/\text{d}$
C_{pq}	3,60	5,05	1,29	2,89	3,03	0,47	$10^{11} \text{d}/\text{cm}^2$

TABLE I - Constantes élastiques du mercure à 83°K

II.5 - PLANS DE GLISSEMENT

Les plans de glissement (slip planes) dans le mercure ont été déterminés expérimentalement par l'observation des surfaces de monocristaux déformés (Crocker et al. 1963) et la diffraction des rayons X à 90°K (Rider et al. 1966). Ce sont les plans $(11\bar{1})$ où les indices se rapportent au réseau rhomboédrique à faces centrées*. La direction de glissement (slip direction) est $[1\bar{1}0]$ qui n'est pas la direction la plus dense du cristal. En effet, la distance interatomique sur la ligne $[1\bar{1}0]$ est de 15% plus grande que celle sur la ligne $[110]$ qui est la direction la plus dense. Rider et al. (1966) obtiennent pour la tension critique de glissement dans le plan $(11\bar{1})$ une valeur de $50 \pm 17 \text{ g/mm}^2$ à 90°K; à 200°K ils obtiennent une tension critique de $16 \pm 5 \text{ g/mm}^2$.

* On utilise souvent pour la phase α du mercure, le réseau rhomboédrique à faces centrées dont les paramètres de maille à 5°K sont $a = 4,5690 \text{ Å}$ et $\alpha = 98^\circ 22'$.
On passe des indices R F C aux indices R primitifs par les transformations :

$$(\ell m n)_P = (\ell m n)_{FC} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [\ell m n]_P = \begin{bmatrix} \bar{1} & 1 & 1 \\ 1 & \bar{1} & 1 \\ 1 & 1 & \bar{1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ell \\ m \\ n \end{bmatrix}_{FC}$$

CHAPITRE III

METHODES EXPERIMENTALES

INTRODUCTION

L'étude des effets magneto-acoustiques est l'étude de la variation de l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique. Pour mesurer cette atténuation, nous utilisons la méthode des impulsions ultrasonores (Fig. III.1). Un oscillateur émet, à une certaine fréquence, un train d'ondes qui excite un quartz piezo-électrique collé sur une face de l'échantillon. Une partie de l'énergie électrique est ainsi convertie en énergie acoustique qui pénètre dans l'échantillon. Le train d'ondes ultrasonores se propage et se réfléchit successivement sur les 2 faces parallèles de l'échantillon. A chaque fois que le train d'onde atteint la face portant le quartz, celui-ci reconvertit une partie de l'énergie acoustique en un signal électrique qui est amplifié, démodulé et envoyé sur un oscillographe cathodique. On peut ainsi observer sur l'écran de l'oscilloscope, une suite d'échos dont l'enveloppe est une courbe exponentielle caractéristique de l'atténuation dans l'échantillon. L'atténuation acoustique est caractérisée par un coefficient d'atténuation par unité de longueur r , ou par un décrétement logarithmique δ . (Appendice B). L'amplitude d'un écho acoustique s'écrit :

$$A = A_0 e^{-(rd + X)} = (A_0 e^{-X}) e^{-rd}$$

où d est la distance parcourue dans l'échantillon, A_0 l'amplitude du train d'onde incident et X une grandeur inconnue caractéristique des pertes dans la jonction quartz-échantillon. Pour étudier $r(H)$ il n'est donc pas nécessaire d'étudier la variation de l'exponentielle enveloppe des échos acoustiques; il suffit de choisir un écho et d'étudier la variation de son amplitude $A(H)$.

Nous décrivons dans ce chapitre le dispositif expérimental ainsi que les appareillages de cristallisation et de basses températures (He_4 et He_3) qu'il a fallu réaliser pour nos expériences.

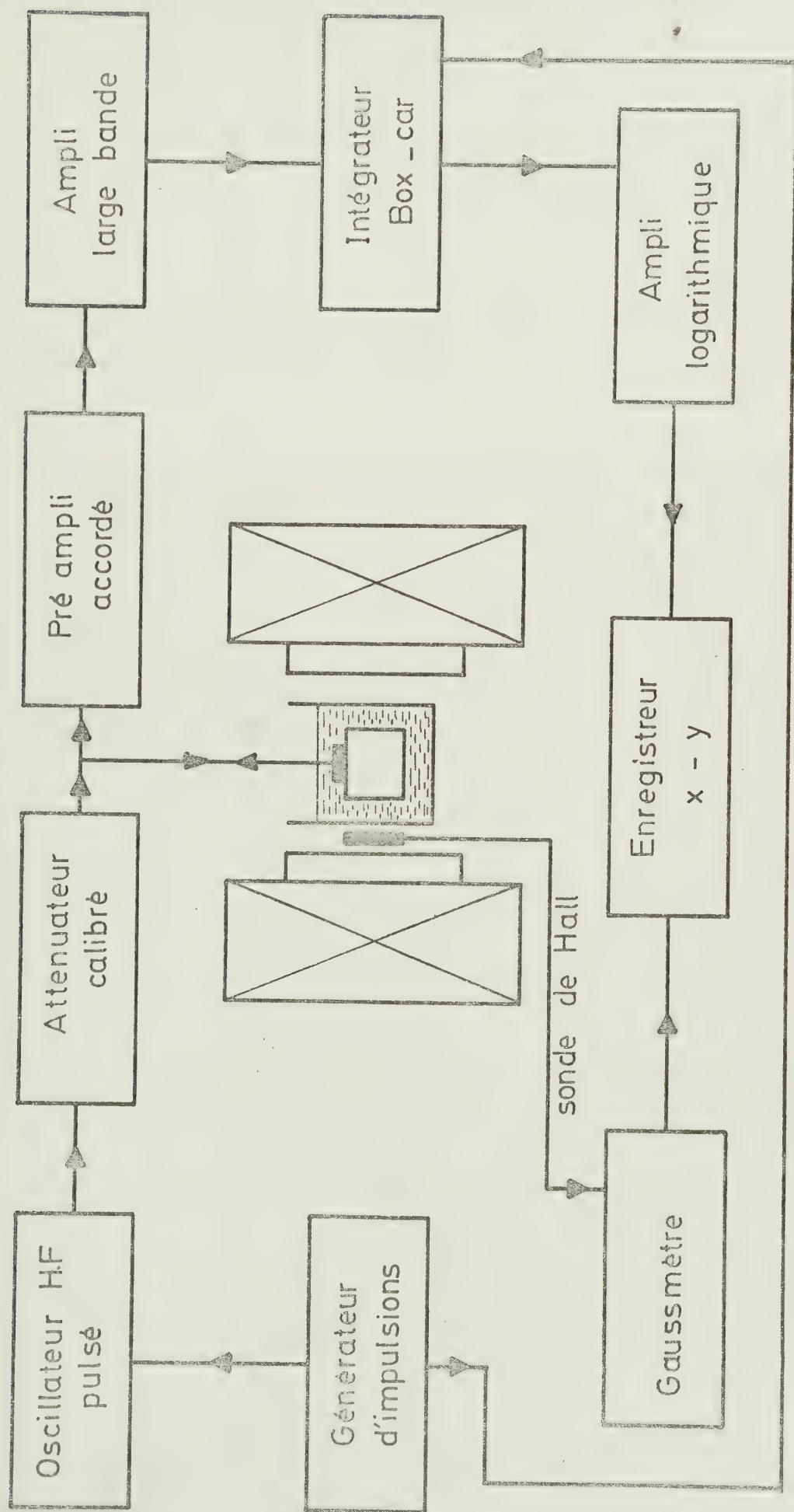


Figure III.1

Bloc diagramme du dispositif expérimental pour l'étude des effets magnéto-acoustiques par la méthode pulsée.

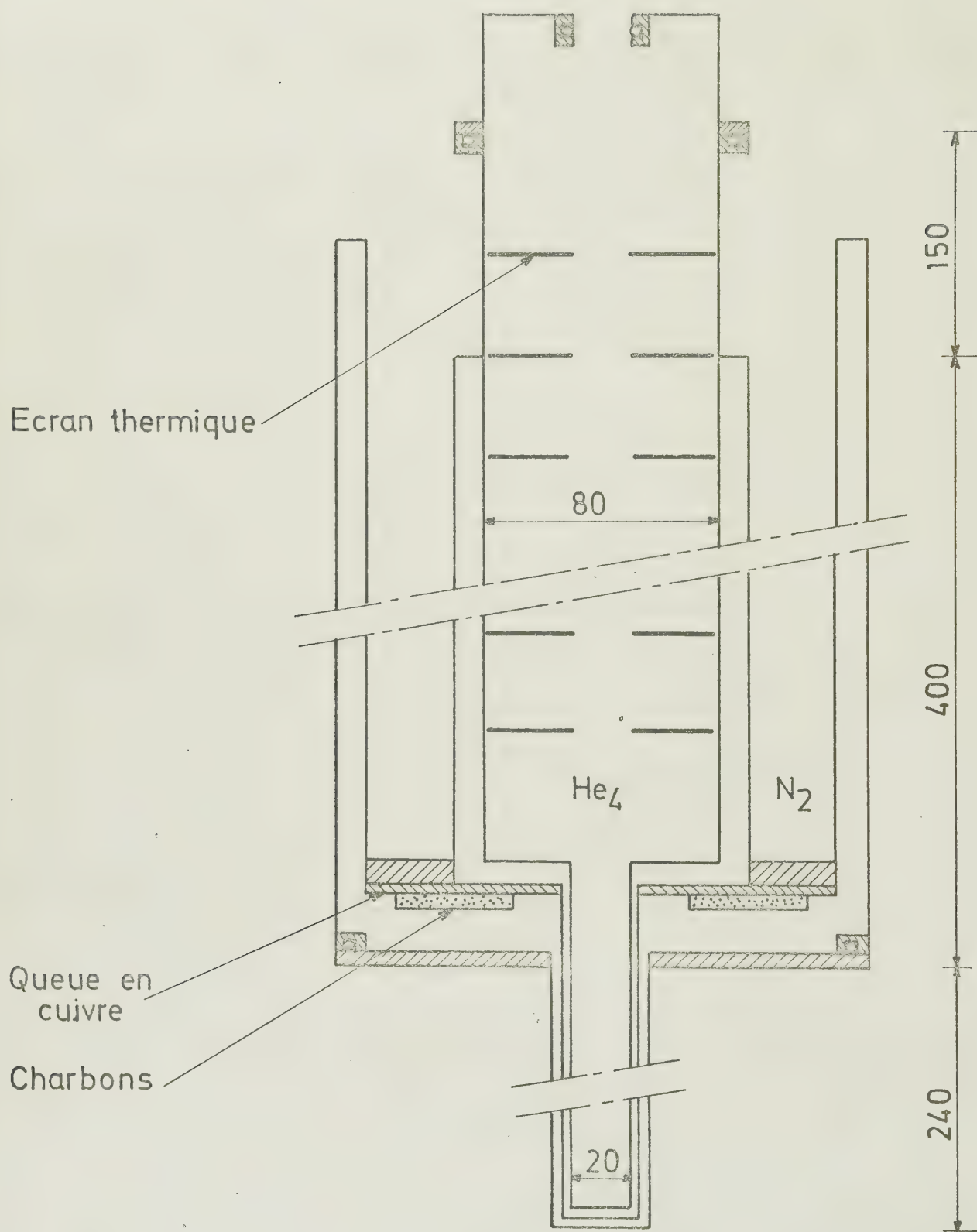


Figure III.2.

Cryostat He_4 en acier inoxydable

III.1 - DISPOSITIF MAGNETO-ACOUSTIQUE

Un bloc-diagramme du dispositif expérimental est représenté sur la Fig. (III. 1). Le train d'ondes H.F. est généré par un oscillateur pulsé (Arenberg P.G. 650); la fréquence H.F. est variable entre 10 Mhz et 180 Mhz; la durée du train d'ondes utilisée est de 1 à 2 μ sec. L'oscillateur pulsé est déclenché par un générateur d'impulsions (Philips P M 5720). Le train d'ondes passe par un atténuateur calibré puis est envoyé sur un quartz transducteur collé sur l'échantillon. Les échos reçus par le transducteur sont amplifiés, d'abord par un préamplificateur accordé (Arenberg PA 620), puis par un amplificateur large bande (Arenberg W A 600 E). La chaîne d'amplification a un gain maximum de 80 db. L'amplificateur large bande a une sortie détectée qui donne les enveloppes des trains d'ondes; ces impulsions sont envoyées dans un intégrateur à porte (Box car P.A.R. C W 1). Le générateur d'impulsion qui a déclenché l'oscillateur pulsé, ouvre l'intégrateur avec un temps de retard que l'on détermine en fonction de l'écho acoustique choisi. La sortie de l'intégrateur donne l'amplitude de l'écho. Un amplificateur logarithmique donne directement la variation de l'écho en dB. La mesure du champ magnétique se fait avec un gaussmètre à effet Hall (Bell 120) dans le cas des bas champs; dans le cas des champs magnétiques élevés (bobine supraconductrice) la mesure se fait à l'aide du courant dans la bobine. Le champ magnétique est créé, soit par un électro-aimant jusqu'à 10 koe (Brücker) soit par une bobine supraconductrice jusqu'à 70 koe (Oxford Instrument).

III.2 - LES CRYOSTATS

Nous avons utilisé un cryostat He_4 pour nos expériences en bas champs et un cryostat He_3 pour l'étude des oscillations quantiques géantes.

Le cryostat He_4 est d'un type conventionnel (Fig. III. 2). Le diamètre de la queue intérieure est 20 mm. Par pompage de l'hélium (pompe Alcatel 25 m^3/h), il est possible de diminuer la température jusqu'à 1,2°K. La consommation du cryostat en hélium liquide est de 250 cm^3/h . La température est stabilisée par un système de vannes et un lecteur optique de la pression qui commande le chauffage d'une résistance dans le bain d' He_4 (ROSE-INNES 1964). La température est déterminée par la mesure de la pression de vapeur de l'hélium avec un manomètre de Bourdon (manomètre Wallace et Tierman).

Le cryostat He_3 est en fait l'adaptation d'un vase supplémentaire à l'ensemble cryogénique de M. Ribault pourvu d'une bobine supraconductrice*. Le vase He_3 est un long tube en acier inoxydable fixé au récipient contenant l' He_4 à l'aide d'un joint d'indium (Fig. III. 3). Les contacts thermiques entre le tube He_4 et le tube He_3 sont assurés par des ressorts en cuivre montés sur des plaques en cuivre qui servent d'écrans. La condensation de l' He_3 se fait sur la paroi (en acier inoxydable) en contact avec le récipient d' He_4 à 1,2°K. Une pompe primaire étanche à 2 étages (Alcatel 12 m³/h) et un système de vannes permettent d'introduire l' He_3 dans le cryostat et de le pomper pour diminuer la température du bain (Fig. III.4). La stabilisation de la température se fait par asservissement de la pression de vapeur à l'aide d'une résistance chauffante dans le bain. La mesure de la température se fait avec une résistance Allen-Bradley étalonnée par ailleurs**. Le piège à azote liquide (Fig. III. 4) sert à prévenir toute entrée de vapeur d'huile dans le cryostat; il faut, en effet, éviter le blocage dans le cryostat du porte-échantillon froid, car il n'est pas possible de le réchauffer quand un cristal de mercure est présent. Pour nos expériences nous avons 5 litres d' He_3 gazeux T.P.N.; la liquéfaction durait 20 minutes quand la paroi de liquéfaction était à 1,2°K. L'autonomie était de 24 heures et la température limite de 0,38°K (avec le porte échantillon en place mais sans puissance électrique dissipée dans le bain).

III.3 - CRISTALLISATION DU MERCURE ET TAILLE DES ECHANTILLONS.

Les techniques ultrasonores nécessitent des échantillons ayant 2 faces planes et parallèles. Le mercure avec son point de fusion bas (- 39°C), pose des problèmes de manipulation. Nous décrivons dans ce § le dispositif de cristallisation et les différentes opérations consécutives à la cristallisation pour avoir enfin un échantillon prêt à être introduit dans le cryostat de mesure***.

L'ensemble du dispositif de cristallisation est montré sur la Fig. III.5 il permet d'obtenir des monocristaux par la méthode de Bridgman, avec un gradient

* La conception du cryostat He_3 a été faite en collaboration avec M. Ribault.

** La résistance a été étalonnée par P. Manuel dans son cryostat He_3 .

*** Le même dispositif est utilisable pour la fabrication d'autres cristaux à bas point de fusion (glace, gallium, étain, etc...)

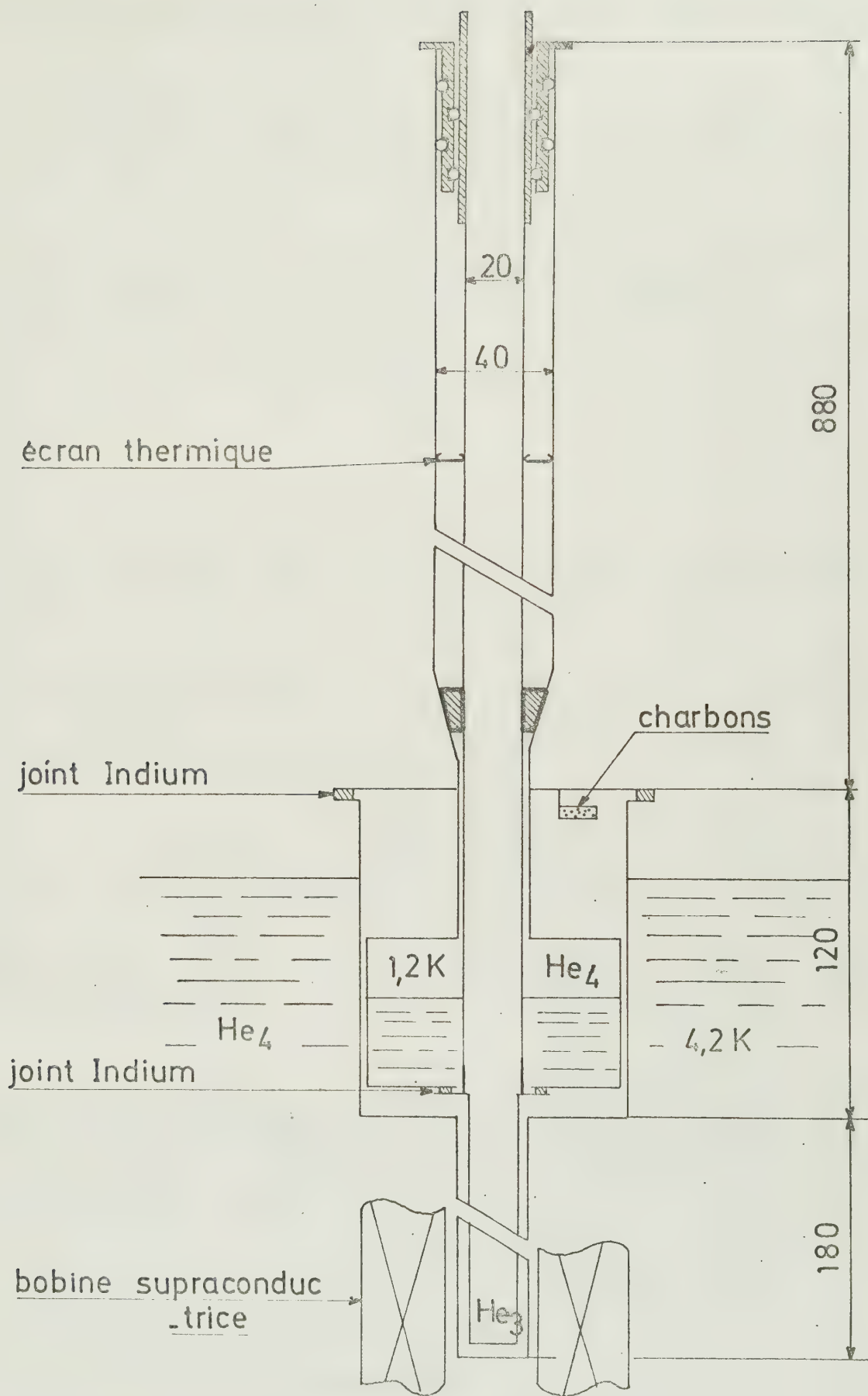


Figure III.3.

Cryostat He_3 en acier inoxydable

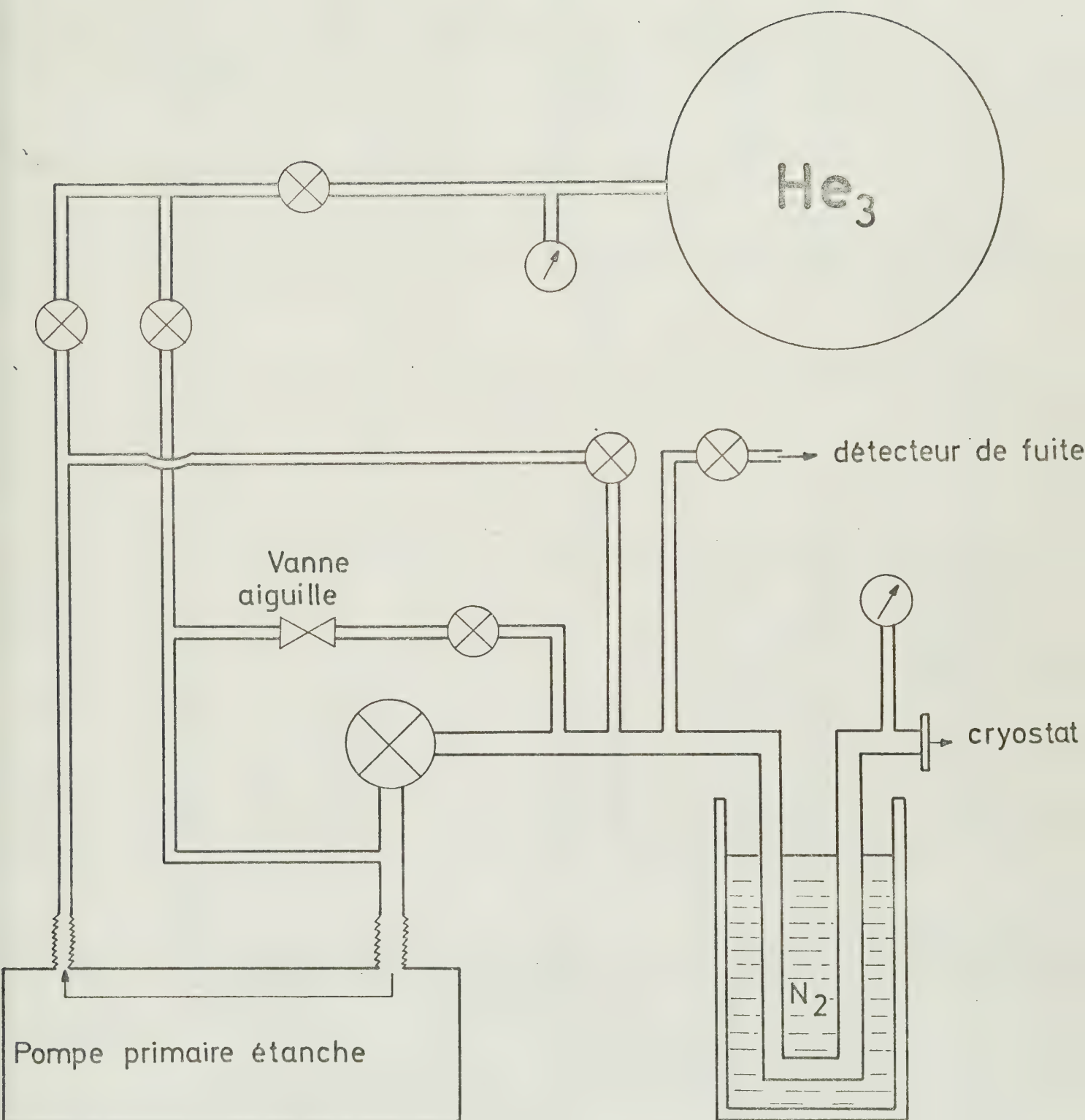


Figure III.4.

Dispositif de pompage de $1'\text{He}_3$

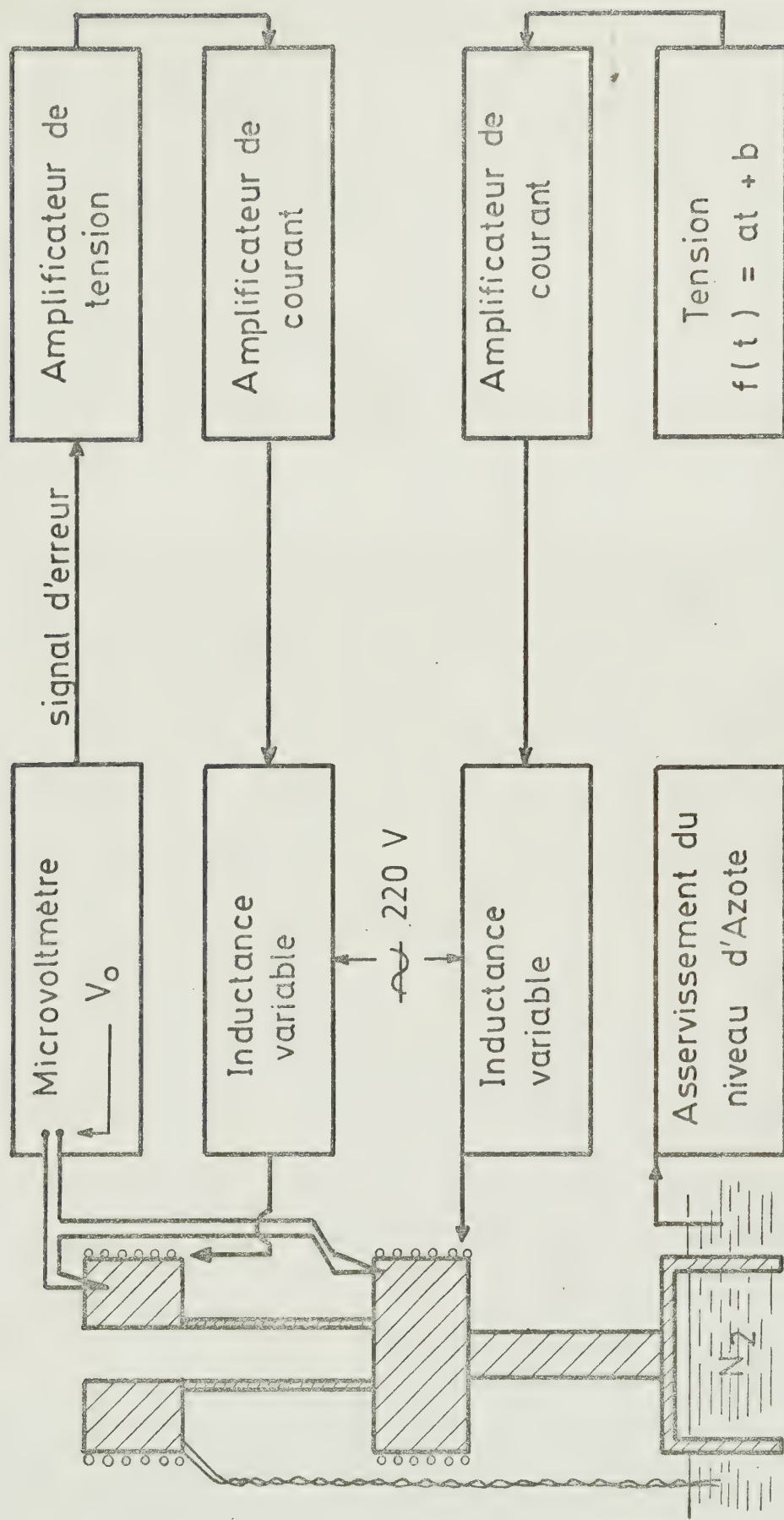


Figure III.5.

Dispositif de cristallisation du mercure

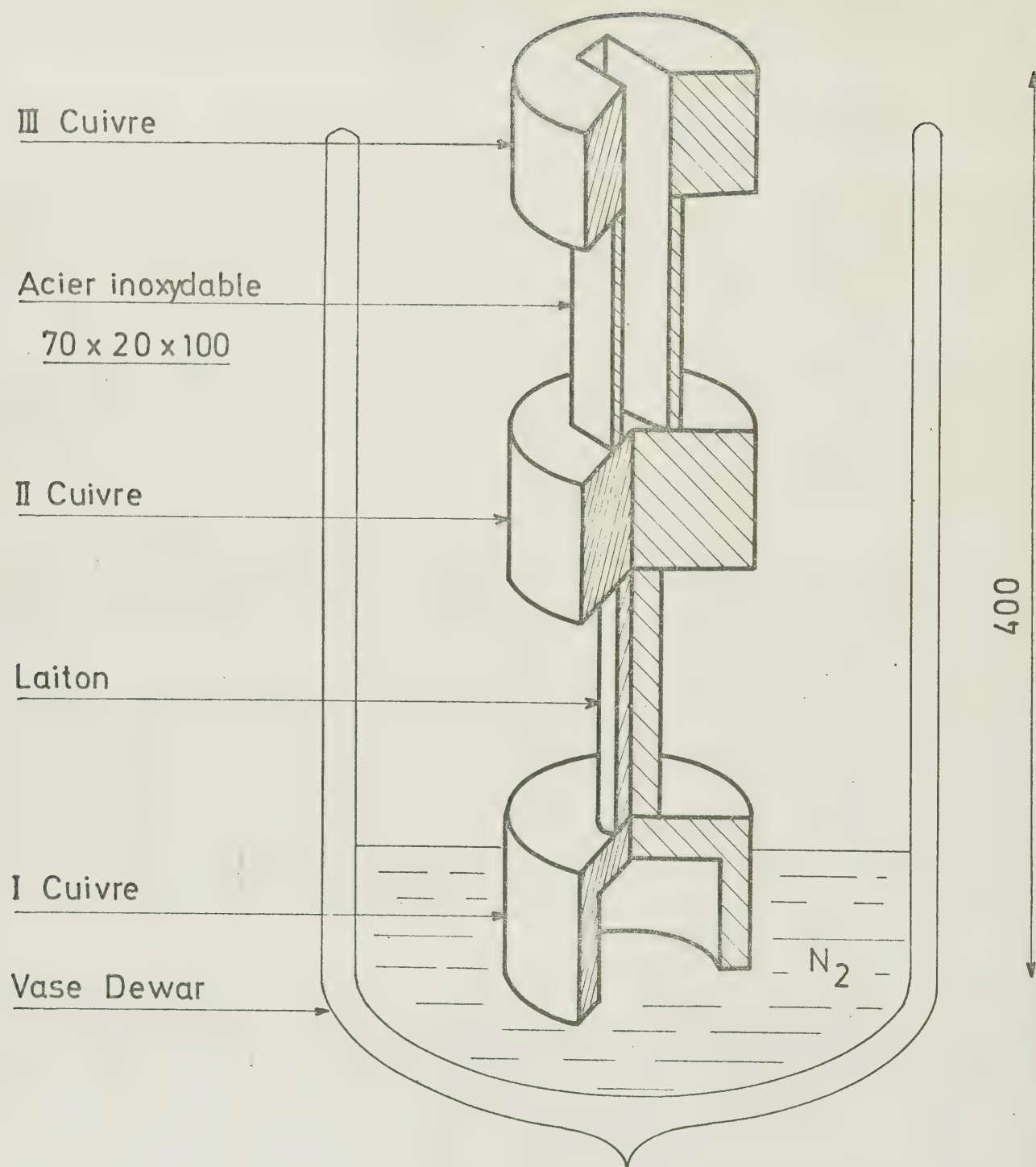


Figure III.6.

Four de cristallisation du mercure

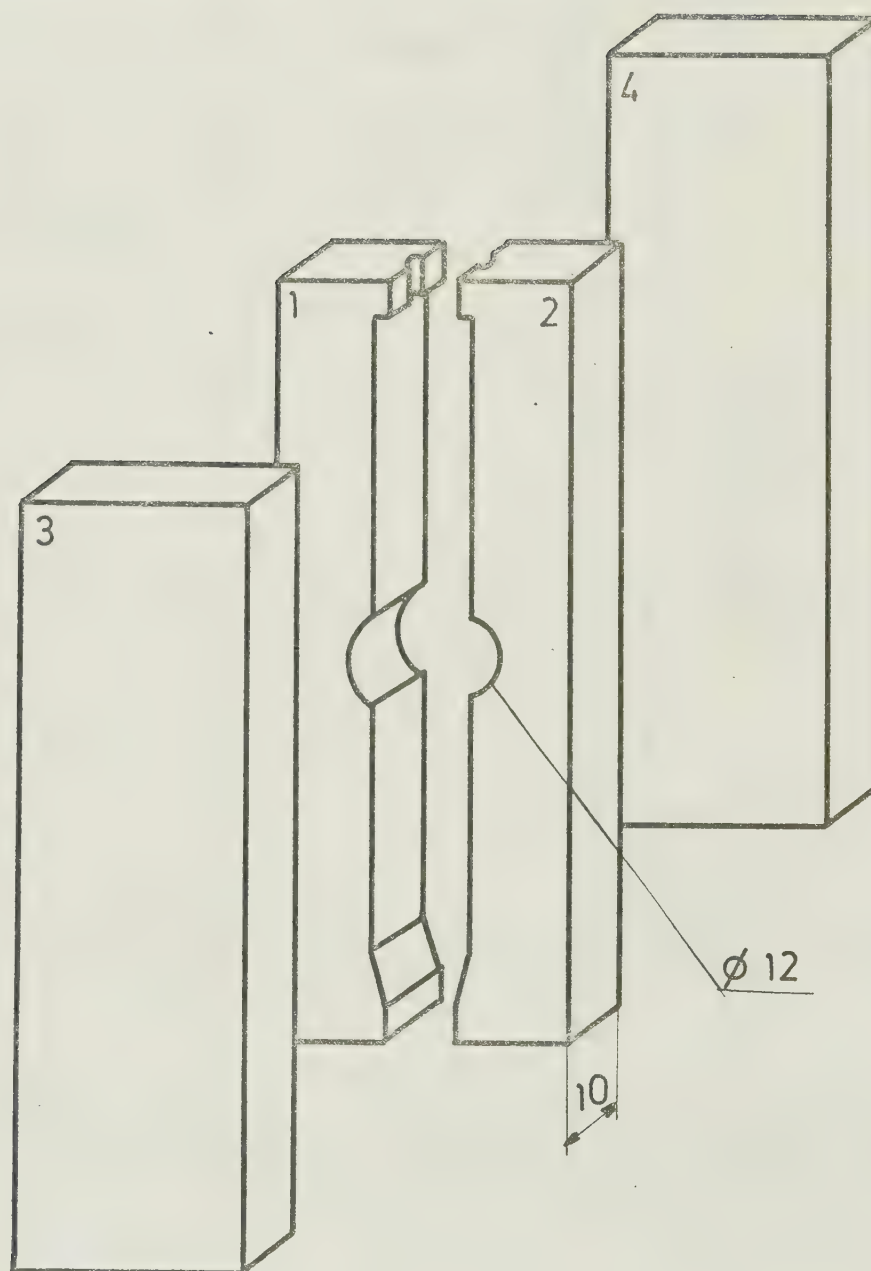


Figure III.7.

Moule de cristallisation en silice fondue

de température constant pendant toute l'opération. Le four (Fig. III. 6) est un parallélépipède en acier inoxydable pris entre 2 pièces de chauffage en cuivre (pièce II et III). La pièce II est en contact thermique, par l'intermédiaire d'un barreau en laiton, avec une autre pièce en cuivre qui trempe dans l'azote liquide. La pièce III est en contact thermique avec le bain d'azote liquide par l'intermédiaire de tresses en cuivre. Les pièces II et III sont munies de bobinages chauffants (Sodern). La différence de températures entre les pièces II et III est mesurée par 2 thermocouples en série. La tension ainsi obtenue est fixée à une valeur constante par une chaîne d'asservissement (Fig. III. 5). Le microvoltmètre (Keithley 148) dispose d'une tension intérieure variable que l'on peut soustraire au signal d'entrée et d'une sortie de la tension résultante amplifiée. L'inductance à saturation variable (Drush 500 N) contrôle la puissance qui passe du secteur 220 V à l'élément chauffant III; cette puissance est variable de 5 à 500 W quand la puissance de commande fournie par l'amplificateur de courant varie de 0 à 18 W. La température de la pièce II est rendue variable dans le temps grâce à un moteur qui actionne l'axe d'un potentiomètre. Pour nos cristaux de mercure, l'opération durait 12 heures et le gradient de température était de $1^{\circ}/\text{cm}$ (mesuré dans l'échantillon même).

Le mercure liquide est placé dans un moule démontable en silice fondue (Fig. III. 7). Les pièces 1 et 2 assemblées forment un parallélépipède de 10 mm de hauteur dont les 2 grandes faces ont un poli optique; les plaques 3 et 4 ont aussi une face bien polie. Le cylindre creux a un diamètre de 12 mm. Pour éviter que le mercure solidifié n'adhère au moule, on colle sur les plaques 3 et 4, avec de l'alcool éthylique, une feuille de mylar de 3 microns d'épaisseur. Sur la paroi des pièces 1 et 2 en contact avec le mercure, on place une bande de téflon. Cette bande a 2 effets : faciliter le démoulage et adoucir les angles saillants qui ont tendance à provoquer la formation de polycristaux. Le moule rempli de mercure est placé dans le four, dont 2 parois sont en contact avec les plaques 3 et 4. La cristallisation terminée, le démoulage se fait à -70°C dans un mélange d'alcool et de carboglace. Les plaques 3 et 4 sont retirées du moule par glissement sur le mylar (grâce à la présence de la couche d'alcool); les feuilles de mylar sont ensuite décollées du mercure par une légère traction. Les pièces 1 et 2 sont désolidarisées et le mercure est totalement libéré. On donne à l'échantillon sa forme cylindrique définitive en coupant les 2 excroissances par électro-érosion à 77°K .

L'échantillon de mercure est étudié aux rayons X à 77°K*. Pour ce faire, l'échantillon est collé à l'aide d'alcool sur la platine d'une tête goniométrique (Logitech Ltd); l'ensemble est ensuite placé dans une boîte en polystyrène expansé contenant de l'azote liquide. Pour éviter la diffusion des rayons X par l'azote liquide et par le polystyrène, une face du cylindre de mercure est appliquée contre une paroi de la boîte qui est amincie (l'épaisseur est de l'ordre de 5 mm); la face extérieure de la paroi amincie est ventilée pour éviter la formation de glace sur le trajet du faisceau. Pour vérifier que le cylindre de mercure est un monocristal, le faisceau X est dirigé en différents points de l'échantillon. La Fig. III.8 est le diagramme de Laue d'un de nos échantillons**.

La technique de cristallisation que nous venons d'exposer ne permet pas de choisir l'orientation du réseau. Dans le cas du mercure, la normale aux faces du cylindre avait, par rapport au réseau cristallin, une orientation quelconque; celle-ci n'était pas reproductible d'une cristallisation à l'autre avec des conditions expérimentales aussi semblables que possible. Pour certaines expériences, nous avons eu besoin d'échantillons ayant des faces d'orientation déterminée; nous avons eu alors recours à la découpe par électro-érosion à 77°K. La tête goniométrique portant l'échantillon est placée dans une cuve remplie d'azote liquide (cuve en acier inoxydable isolée thermiquement de l'extérieur par du polystyrène expansé). Cette cuve est fixée sur le charriot d'une machine à électro-érosion conventionnelle (Agié). Nous utilisons pour l'étincelage un fil en acier inoxydable. Après avoir découvert dans l'échantillon, les faces d'orientation désirée, nous améliorons la planéité de ces faces par électro-polissage à - 70°C dans une solution d'acide perchlorique à 1% dans de l'alcool méthylique (Bogle et al. 1969).

III.4 - PORTE ECHANTILLON - TRANSDUCTEUR - JONCTION.

Plusieurs porte-échantillons ont été utilisés. Les premiers n'étaient constitués que d'une plateforme vissée à un support cylindrique; le cristal était alors fixe dans le cryostat. La Fig. III.9 montre le porte-échantillon plus élaboré que nous avons utilisé pour l'étude des oscillations quantiques géantes.

* Nous avons largement bénéficié de l'expérience de A. Nourtier et R. Reich pour cette étude.

** Le dépouillement des diagrammes de Laue a été fait par R. Reich.

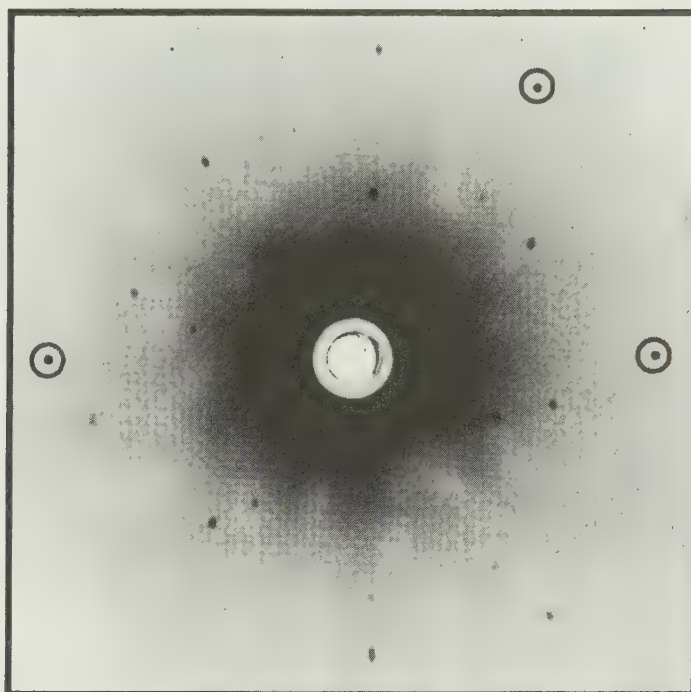


Figure III.8.

Diagramme de Laue d'un monocristal de mercure à 77°K. Les 3 taches encerclées sont les repères de positionnement de la chambre.

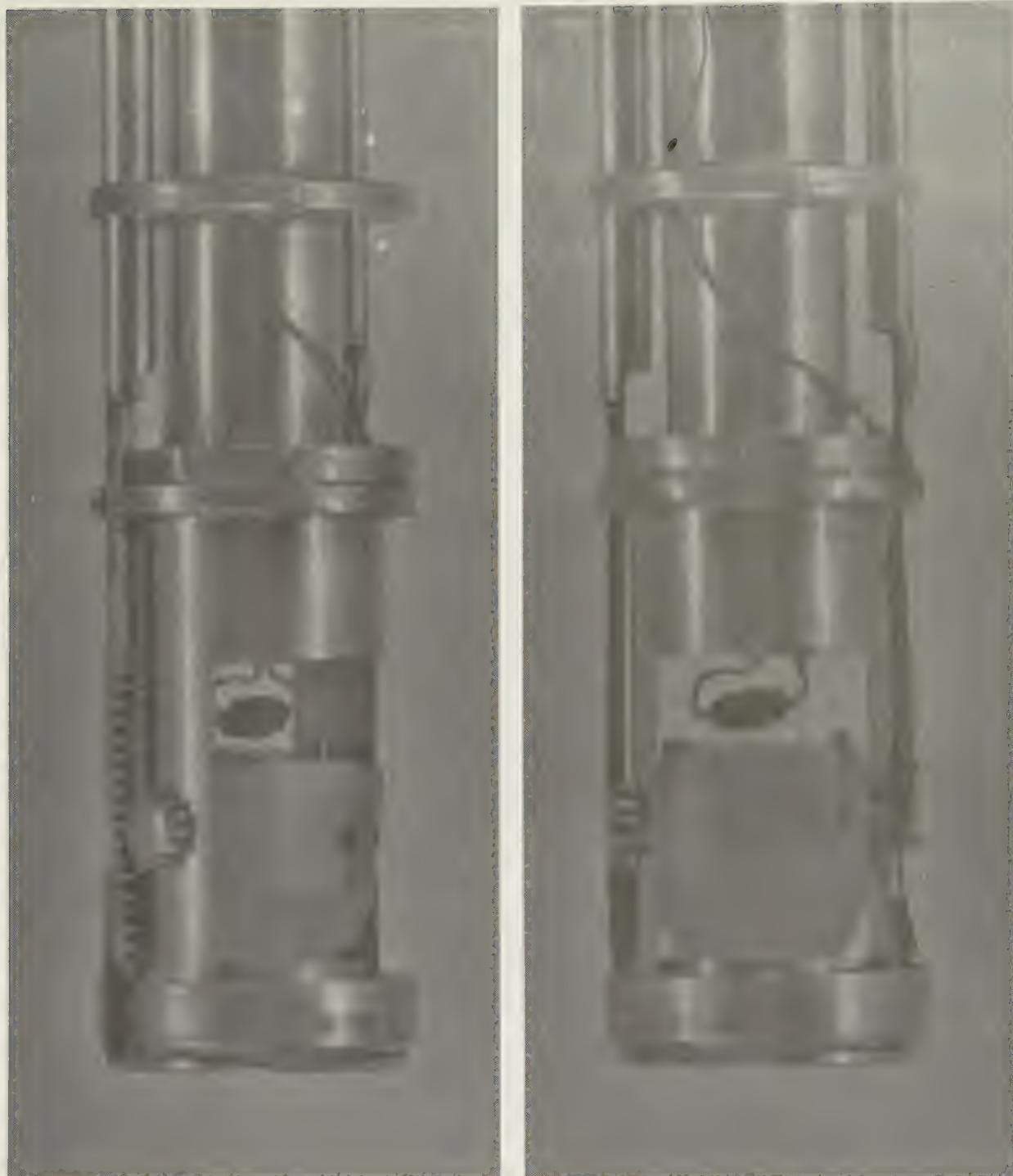


Figure III.9

Vues du porte-échantillon sous 2 angles différents.
L'axe solidaire de la roue dentée peut tourner de
 $\pm 3^\circ$ dans le plan vertical grâce à la tige de droite.

La nacelle en Kel-F qui porte le cristal peut tourner autour d'un axe grâce à la crémaillère; l'axe lui-même peut tourner de $\pm 3^\circ$ autour d'une horizontale dans un plan vertical. (tige de droite sur la figure III.9). La nacelle a 2 plans de référence orthogonaux : un premier plan sur lequel repose l'échantillon et qui est normal à la direction de propagation de l'onde ultrasonore, un deuxième plan normal à l'axe mobile contre lequel un plan du cristal est appliqué (dans nos expériences ce plan était un plan de symétrie du réseau cristallin). Pour éviter la formation de poches d'hélium gazeux dans le cryostat, certaines pièces du porte-échantillon sont percées; la présence de telles poches entraîne en effet des oscillations de pression, quand on pompe l' He_3 pour diminuer la température. Le porte échantillon est soudé à un tube ($\varnothing 9,6 \times 10$ mm) en acier inoxydable qui porte des écrans thermiques en cuivre; l'axe du cylindre est occupé par un fil en acier inoxydable ($\varnothing 0,5$ mm). L'ensemble constitue la ligne coaxiale qui transmet l'énergie électrique du générateur H.F. au quartz transducteur. Pour diminuer les pertes d'énergie, nous avons déposé par électrolyse une couche d'or de 1 micron sur le fil d'acier : cette couche améliore sensiblement la conductivité à 50 Mhz tout en étant négligeable du point de vue de la conductivité thermique.

Les quartz piézo-électriques sont fabriqués par la société Matel. Ceux que nous utilisons, sont générateurs d'ondes longitudinales (coupe X); ils ont un diamètre variable entre 4 et 10 mm et une fréquence fondamentale de 10, 15 ou 20 Mhz. Le quartz est excité sur sa fréquence fondamentale ou sur ses harmoniques impairs; la face sur laquelle la tension est appliquée est argentée, l'autre est nue.

La pénétration des ultrasons dans l'échantillon nécessite un bon collage du quartz piézo-électrique. Pour faire cette jonction, on utilise les graisses aux silicones (Siss, Nonaq), l'alcool éthylique ou l'isopentane; cette dernière substance a le grand avantage d'être liquide jusqu'à 110°K. Quel que soit le fluide utilisé, les jonctions se cassent très souvent aux températures de l'hélium. Un facteur important pour que la jonction résiste est la qualité de la surface sur laquelle est collée le quartz; l'épaisseur de la couche du fluide utilisé joue aussi un grand rôle. On comprend, qu'avec de tels paramètres, la réussite d'une jonction garde toujours un caractère aléatoire. Pour nos expériences nous utilisons l'isopentane ou mieux, un mélange d'isopentane et de 3 méthyl

pentane (Bogle et al. 1969). Le collage du quartz sur le mercure est fait à une température comprise entre 110°K et 130°K, en atmosphère d'azote. L'opération est faite au-dessus d'un bain d'azote liquide dans une boîte en polystyrène expansé.

CONCLUSION

Pour mettre en oeuvre les techniques expérimentales exposées, nous nous sommes toujours heurtés aux difficultés qu'entraînent les manipulations à des températures comprises entre - 70°C et - 160°C. En fait, les opérations les plus simples demandaient des outils adaptés. Les traces de glace ou d'alcool solide entravaient l'électro-érosion ou diffusaient les rayons X; il fallait alors rincer le mercure dans un bain d'alcool et le sécher très soigneusement en atmosphère d'azote. La jonction quartz-mercure nous a aussi posé des problèmes épineux. Les meilleures substances, à savoir les graisses aux silicones, sont exclues parce qu'elles sont solides aux températures de manipulation. L'isopentane n'a pas des propriétés élastiques aussi satisfaisantes et il faut compenser cette insuffisance par une bonne planéité de la surface. Malgré nos efforts, nous n'avons pu obtenir la jonction quartz-mercure idéale, c'est à dire une jonction susceptible de supporter les cycles thermiques entre 77°K et 4°K. Aussi le cristal devait-il être gardé à 4°K pendant toute la durée de l'étude.

C H A P I T R E I V

OSCILLATIONS MAGNETO-ACOUSTIQUES DANS LE MERCURE

INTRODUCTION

Nous avons entrepris l'étude des oscillations magnéto-acoustiques dans le mercure dans le but d'obtenir des données supplémentaires sur la surface de Fermi. L'effet de Haas-Van Alphen (Brandt et al. 1966) a donné un ensemble d'informations en accord avec la structure de bandes calculée (Keeton et al. 1966), exception faite des dimensions des lentilles d'électrons de la 2ème zone. Sur ce dernier point il y a un désaccord important que les résonances géométriques, avec la possibilité qu'elles offrent de déterminer les dimensions extrémales de la surface de Fermi, semblent être en mesure d'éclaircir. Dans le cas particulier du mercure il y a cependant un obstacle difficile à surmonter. En effet à 4,2°K le mercure est le siège d'une forte agitation thermique (Aleksandrov et al. 1967) qui fait disparaître les résonances géométriques. Aussi est-il nécessaire de se placer autour de 1,2°K pour observer des oscillations de l'atténuation ultrasonore. A cette température, le mercure est supraconducteur pour les valeurs de champ magnétique comprises entre 0 et 380 oe et il est impossible d'observer les résonances géométriques dans ce domaine de champ, qui est la plus riche en oscillations (tout au moins pour les fréquences ultrasonores usuelles, de l'ordre de 100 Mhz). Il est facile d'évaluer le nombre d'oscillations que nous pouvons espérer observer. En effet, une sphère de Fermi de $1 \text{ \AA}^{-1}$ de rayon donne, d'après la Figure I.1, un 1er minimum* pour $H \sim 2500 \text{ oe}$ (nous avons pris une fréquence ultrasonore de 100 Mhz et une vitesse du son de $5 \times 10^5 \text{ cm/sec.}$). Le n^{ème} minimum est situé à une valeur de champ de l'ordre de $2500/n \text{ oe}$; il n'est donc possible d'observer dans le domaine de champ 400 - 2500 oe, que 6 oscillations. L'évaluation précédente montre que, seules les lentilles d'électrons de la 2ème zone peuvent donner des résonances géométriques; les bras β de la surface de trous

* Les minimums (maximums) d'atténuation sont comptés à partir du minimum (maximum) situé à la valeur de champ magnétique la plus élevée.

de la 1ère zone ont une section trop petite pour donner des oscillations de l'atténuation au-dessus de 400 oe (pour une fréquence ultrasonore de l'ordre de 100 Mhz). Les lentilles d'électrons de la 2ème zone sont en nombre de 3 et peuvent donc donner lieu à 3 séries d'oscillations de périodes différentes. Cette complication, jointe à la limitation du nombre des oscillations par la supraconductivité, fait que nos enregistrements de l'atténuation ultrasonore en fonction du champ magnétique ne mettent jamais en évidence des oscillations périodiques en $1/H$. Cependant, à l'aide des quelques extrêmes de l'atténuation que nous enregistrons pour différentes orientations du champ, nous réussissons à déterminer les paramètres des lentilles (moyennant une hypothèse sur leur forme) (Bellessa et al. 1969). Nos résultats sont en bon accord avec ceux de Bogle et al. (1969).

Pour les valeurs élevées du champ magnétique (de l'ordre de 70 koe), nous avons observé les oscillations quantiques de l'atténuation correspondant aux lentilles d'électrons. Nos résultats sont en accord avec ceux de l'effet de Haas-Van Alphen (Brandt et al. 1966) mais ne le sont pas avec ceux des résonances géométriques. Nous arrivons à expliquer ce désaccord par une étude fine de l'orientation à l'aide de notre porte-échantillon à 2 degrés de liberté.

Tout ce chapitre est consacré aux lentilles d'électrons de la 2ème zone. Les bras β de la surface de trous de la 1ère zone, qui donnent les oscillations quantiques géantes, feront l'objet du chapitre VI.

IV.1 - RESONANCES GEOMETRIQUES.

Nous avons étudié les résonances géométriques dans des monocristaux de mercure fabriqués selon la méthode du § III.3. Le mercure utilisé est d'une pureté de 99,9995%*. L'onde ultrasonore est longitudinale et l'orientation du champ magnétique est variable dans le plan perpendiculaire au vecteur d'onde. Nous avons utilisé 3 monocristaux dont les faces planes, perpendiculaires au vecteur d'onde, ont les orientations cristallographiques suivantes :

- Echantillon 1 : La normale aux faces planes est à 2° du plan $(\bar{1}2\bar{1})$ et fait un angle de 34° avec $[111]$.
- Echantillon 2 : La normale aux faces planes est dans un plan de symétrie du cristal et fait un angle de 19° avec $[111]$; c'est une direction voisine de $[311]$.
- Echantillon 3 : Les faces planes sont des plans (100).

* Ce mercure nous a été aimablement fourni par Dr. R. Bridelle de la Sté Jaeger.

Amplitude de l'écho (unité arbitraire)

F = 50 Mhz

T = 1,2 °K

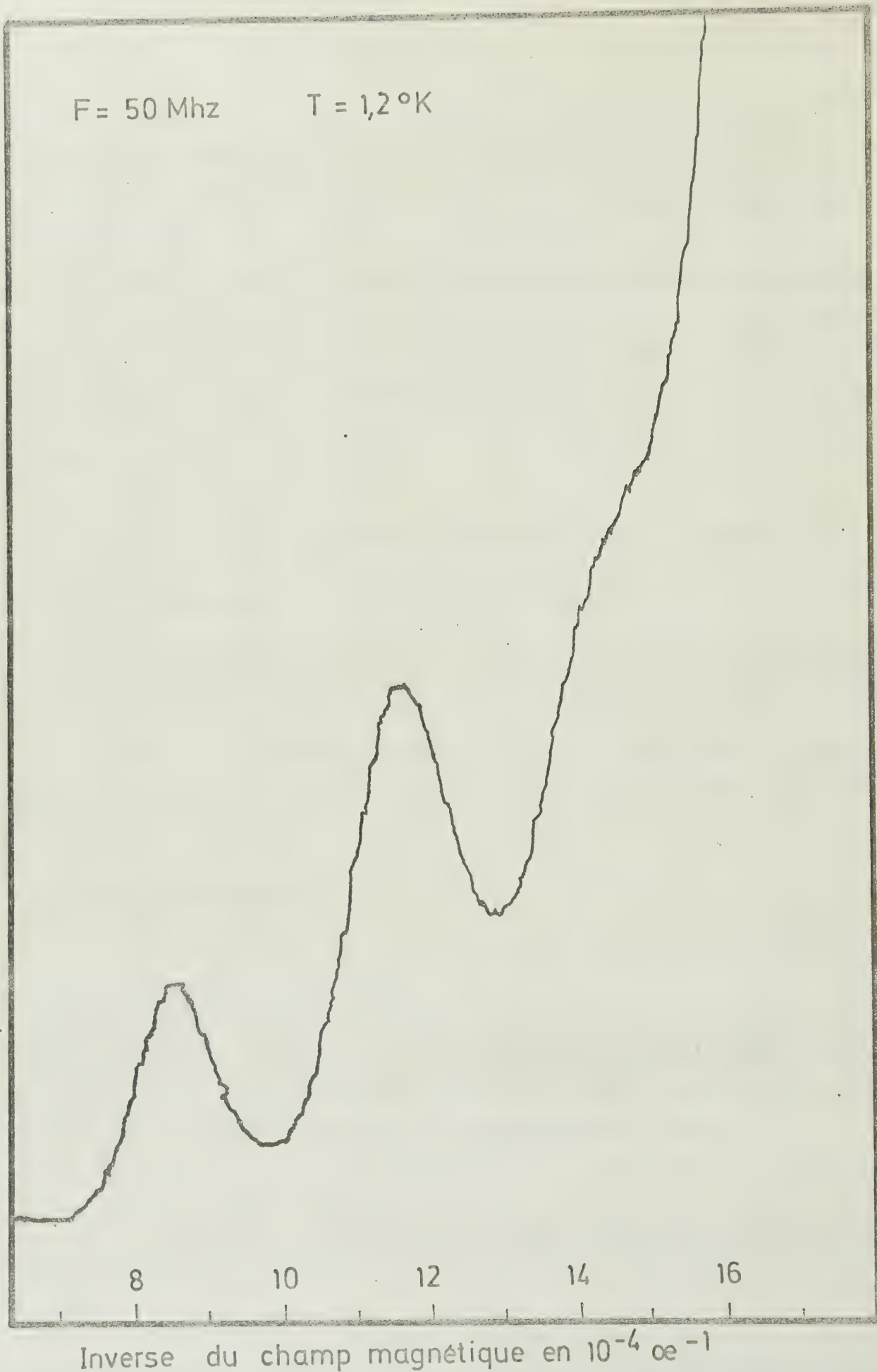


Figure IV.1 - Enregistrement caractéristique de la variation de l'atténuation ultrasonore en fonction de l'inverse du champ magnétique pour un monocristal de mercure. L'onde acoustique est longitudinale et se propage perpendiculairement au champ magnétique.

Les directions des normales aux faces planes des échantillons 1 et 2 sont indiquées sur les stéréogrammes des figures IV.2. et IV.3. Les monocristaux 1 et 2 sont les cylindres issus directement du moule en silice fondue (§ III.3.). L'échantillon 3 a été taillé par électro-érosion dans un monocristal semblables aux précédents. La figure IV.1 est un enregistrement caractéristique de la variation de l'atténuation ultrasonore en fonction du champ magnétique.

Les résonances géométriques dans le cadre de la théorie de CHH exposée au § I.2.1 sont des oscillations de l'atténuation dont les minimums* sont situés aux valeurs de champ magnétiques H_i déterminées par la relation :

$$H_i = \frac{1}{n_i} \Delta^{-1} \left(\frac{1}{H} \right) \quad (1)$$

où $\Delta(1/H)$ est la période des résonances géométriques et n_i sont les valeurs données par la table I du § I.2.1. Formellement, il suffit donc de connaître la position en champ magnétique d'un minimum d'atténuation et son numéro i pour déterminer la période $\Delta(1/H)$. La suite des valeurs n_i de la table I peut s'écrire pour les minimums de l'atténuation :

$$n_i = (i - 1/2 + \phi) \quad (2)$$

où ϕ est le terme de phase. Nous avons pris $(i - 1/2)$ plutôt que i dans la relation (2) parce que les minimums de l'atténuation correspondent aux maximums de la conductivité (Cohen et al. 1960) et que l'on doit s'attendre à un maximum de conductivité quand le diamètre de l'orbite est égal à un nombre impair de demi-longueurs d'onde. La phase ϕ , qui est voisine de 0,4 dans le cas des électrons libres, reste à déterminer dans le cas d'une surface de Fermi non sphérique. Nous avons donc besoin d'un modèle pour déterminer ϕ . Les lentilles d'électrons de la 2ème zone du mercure donnent des orbites elliptiques, en présence d'un champ magnétique (Brandt et al. 1966); en les assimilant à des ellipsoïdes de révolution autour des axes (100), (010) et (001), nous pouvons utiliser le calcul de Eckstein (1964) pour déterminer ϕ . Cet auteur remarque que pour une surface d'énergie ellipsoïdale, le Hamiltonien, l'équation de Boltzmann et l'équation du mouvement ont la même forme que pour une surface d'énergie sphérique à condition de faire une certaine transformation (nous renvoyons à l'article de Eckstein pour cette transformation). L'analyse exacte des oscillations de l'atténuation peut

* Dans notre étude, nous considérons les minimums d'atténuation plutôt que les maximums parce qu'ils sont mieux localisés sur nos enregistrements.

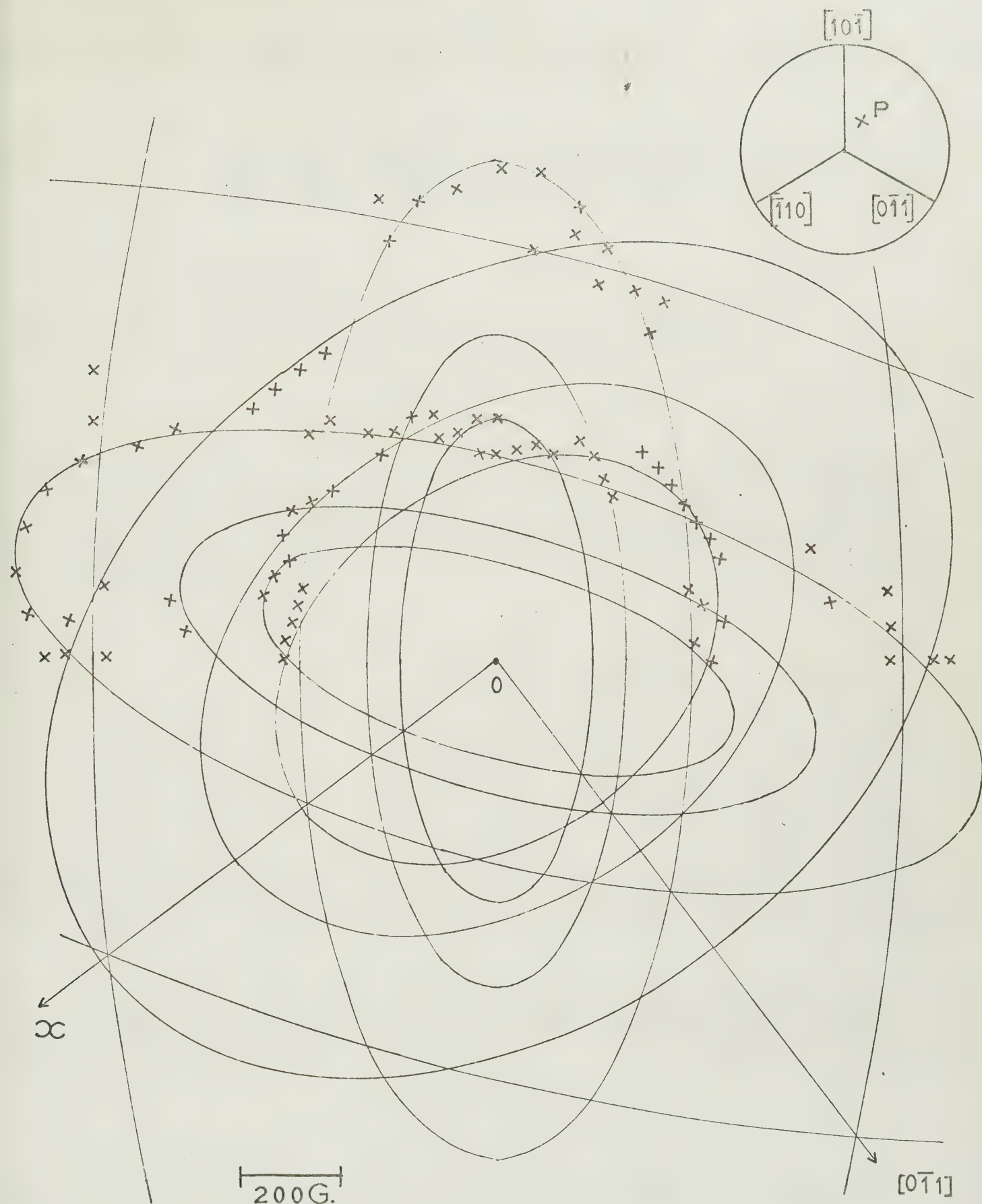


Figure IV.3. - Positions des minimums d'atténuation dans l'échantillon 2 en fonction de l'orientation $\vec{H}$ dans le plan perpendiculaire à $\vec{q}$. $T = 1,3^\circ\text{K}$, $v_s = 2500 \text{ m/s}$, $f = 59 \text{ MHz}$. Le stéréogramme montre le pôle de la surface de l'échantillon. Les ellipses sont les résultats de l'approximation des ellipsoïdes.

$$\Delta \left(\frac{1}{H} \right) = \frac{e \lambda}{2Mc k_M} \left\{ \frac{1}{A} \frac{\alpha_{33}}{\alpha_{11}} \cos^2 (\theta - \gamma) + \sin^2 (\theta - \gamma) \right\}^{1/2} \quad (7)$$

avec :

$$A = 1 + \left(\frac{\alpha_{33}}{\alpha_{11}} - 1 \right) (\sin^2 \phi \sin^2 \beta \sin^2 \alpha + \cos^2 \phi \cos^2 \alpha - \frac{1}{2} \sin 2\phi \sin 2\alpha \sin \beta) \quad (8)$$

où ϕ est l'angle du vecteur (100) avec l'axe trigonal [111] égal à $65,80^\circ$ dans le mercure, α est l'angle du vecteur d'onde $\vec{q}$ avec [111], β est l'angle de la projection de $\vec{q}$ sur le plan (111) avec la direction $[10\bar{1}]$, θ est l'angle du champ magnétique avec le plan contenant les directions [111] et $\vec{q}$; γ est enfin déterminé par la relation :

$$\cotg \gamma = \frac{\cos \beta}{\sin \beta \cos \alpha + \cotg \phi \sin \alpha} \quad (9)$$

Les positions théoriques des minimums de l'atténuation sont donc déterminées par les relations (7) et (1); l'ellipsoïde de révolution autour de (010) donne des minimums situés sur un réseau d'ellipses. Pour les minimums de l'atténuation dûs aux lentilles de révolution autour de (001) et (100), on obtient 2 autres réseaux d'ellipses à l'aide des relations (1), (7), (8) et (9) où l'on remplace β par $\beta \pm 120^\circ$. Ainsi quand on tourne $\vec{H}$ dans le plan perpendiculaire à $\vec{q}$, les minimums de l'atténuation dûs aux lentilles d'électrons doivent être situés sur 3 réseaux d'ellipses. En agissant sur les paramètres k_M et k_m de l'ellipsoïde, on superpose les points expérimentaux et les points calculés (figures IV.2 et IV.3). Nous faisons cet ajustement par la méthode des moindres carrés et nous trouvons (Bellessa et al. 1969) :

$$k_M = 0,59 \pm 0,03 \text{ \AA}^{-1} \text{ et } k_m = 0,19 \pm 0,01 \text{ \AA}^{-1}$$

Ces valeurs donnent pour les aires extrémales des sections de l'ellipsoïde :

$$S_{\min} = 0,35 \text{ \AA}^{-2} \text{ et } S_{\max} = 1,1 \text{ \AA}^{-2}$$

L'étude des lentilles d'électrons n'a été faite qu'avec les échantillons 1 et 2. L'échantillon 3 semble pourtant être le plus intéressant pour cette étude

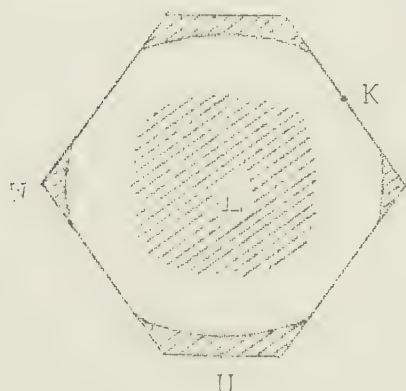


Fig. IV.4 - Intersection de la surface de Fermi du mercure avec la face L de la zone de Brillouin d'après Keeton et Loucks (1966).

puisque'il est possible, grâce à l'orientation cristallographique de ses faces planes, de tourner $\vec{H}$ dans le plan (100) et d'obtenir ainsi directement la forme de l'intersection de la lentille et de la face L (figure IV.4). En effet, le vecteur d'onde $\vec{q}$ est normal au plan (100) et la direction perpendiculaire à $\vec{q}$ et à $\vec{H}$ reste dans ce plan quand on tourne le champ magnétique (qui est toujours perpendiculaire à $\vec{q}$). Malheureusement, l'étude de l'atténuation ultrasonore dans l'échantillon 3 a été infructueuse; les enregistrements de l'atténuation en fonction du champ magnétique n'ont pas donné d'extrémums bien localisés et il n'a pas été possible de construire un diagramme comme ceux des figures IV.2. et IV.3.

Il est important de remarquer sur les figures IV.2. et IV.3, le bon accord entre les positions expérimentales et théoriques des minimums de l'atténuation ultrasonore : l'écart moyen est de 2% et l'écart maximal est de 7%. Cet accord signifie que l'hypothèse qui assimile les lentilles d'électrons à des ellipsoïdes de révolution est satisfaisante; il signifie aussi que les valeurs de n_i tirées de la table I (§ I.2.1) et utilisées pour construire les réseaux d'ellipses, sont correctes. Ce dernier point constitue donc une vérification expérimentale de la valeur de la phase des résonances géométriques issue de la théorie de CHH.

Bogle et al. (1969) ont aussi étudié les résonances géométriques dans le mercure; il est intéressant de comparer leurs résultats aux nôtres. Ces auteurs ont observé les oscillations de l'atténuation dans 3 monocristaux; ils ont opéré en transmission à 165 Mhz et mesuré les périodes des oscillations. Bogle et al. ne précisent pas le nombre d'oscillations qu'ils observent, mais ce nombre ne doit pas être très grand puisque les expériences sont faites à 1,2°K. Ils ne font aucune hypothèse sur la forme des lentilles et ne peuvent donc déterminer que les

calibres extrémaux des orbites*. Pour certaines directions du champ magnétique, le calibre se confond avec la dimension extrême de l'orbite dans la direction perpendiculaire à $\vec{q}$ et à $\vec{H}$. Bogle et al. trouvent pour ces dimensions :

$$\begin{aligned} k_m &= 0,176 \pm 0,004 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans la direction Lr} \\ k_M &= 0,538 \pm 0,010 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans la direction LU} \\ \text{et} \quad k_M &= 0,64 \pm 0,015 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans la direction LW} \end{aligned}$$

La valeur de k_m de Bogle et al. est en bon accord avec la nôtre. L'accord sur k_M est moins satisfaisant ; certes notre valeur est comprise entre les 2 valeurs limites de Bogle et al. mais la variation de 20% de k_M avec la direction du champ magnétique signifie que les lentilles ont une forme qui s'écarte sensiblement de l'ellipsoïde de révolution autour de la direction $\vec{H}$ et cette conclusion est en contradiction avec nos résultats. Pour résoudre ce problème de la forme précise des lentilles, Bogle et al. ont essayé d'étudier un cristal avec le vecteur d'onde acoustique suivant la direction (100) (l'équivalent de notre échantillon 3) mais leur tentative a été, comme le nôtre, infructueuse.

De nos résultats, nous pouvons espérer tirer m_1 et m_3 à l'aide des relations (6); en effet $\alpha_{11} = 1/m_1$ et $\alpha_{33} = 1/m_3$. Nous trouvons :

$$m_1 = m_2 = 0,5 m_0 \quad \text{et} \quad m_3 = 0,05 m_0$$

Ces valeurs sont 4 fois plus petites que celles que Dixon et al. (1968) obtiennent à partir des masses cyclotron déterminées par des expériences de résonance Azbel-Kaner :

$$m_1 = m_2 = 1,84 m_0 \quad \text{et} \quad m_3 = 0,219 m_0$$

* Le calibre d'une orbite du réseau réciproque (caliper en anglais) est la distance entre les 2 tangentes à l'orbite parallèles au vecteur d'onde.

Nous pouvons expliquer simplement ce désaccord en admettant que l'approximation de bande parabolique n'est pas satisfaisante et qu'elle ne donne pas les bonnes valeurs de masse. Nous pouvons aussi expliquer ce désaccord (tout au moins en partie) en remarquant que les masses cyclotron sont les masses réelles m^* tandis que les nôtres sont les masses de bande m_b . Dans le mercure l'interaction électron-phonon est forte et les phonons "habillent" les électrons qui ont ainsi des masses plus grandes (Grimvall 1969). Le rapport m^*/m_b varie de 1,75 à 2,6 suivant les auteurs (Goy 1970).

Nos résultats sont en bon accord avec ceux du calcul de bandes par la méthode RAPW de Keeton et al. (1966). Ces auteurs trouvent pour les dimensions des lentilles (figure IV.4) :

$$k_m = 0,20 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans la direction LR}$$

$$k_M = 0,55 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans les directions LU et LW}$$

$$k_M = 0,62 \text{ \AA}^{-1} \text{ dans la direction LK}$$

et pour les aires extrémales des sections des lentilles :

$$S_{\min} = 0,356 \text{ \AA}^{-2} \quad \text{et} \quad S_{\max} = 1,02 \text{ \AA}^{-2}$$

Brandt et al. (1966), par leur étude de l'effet de Haas-Van Alphen, ont déterminé directement les aires des sections des lentiellles et obtenu des résultats partiellement en désaccord avec ceux des résonances géométriques et de la théorie. Certes leur valeur de $S_{\min}$ égale à $0,305 \text{ \AA}^{-2}$ ne s'écarte pas trop des résultats précédents mais leur valeur de $S_{\max}$ égale à $0,650 \text{ \AA}^{-2}$ est très sensiblement différente. C'est ce désaccord que nous nous attachons à éclaircir dans le paragraphe suivant.

IV.2 - OSCILLATIONS QUANTIQUES.

Nous avons observé dans le mercure les oscillations quantiques de l'atténuation dues aux lentilles d'électrons. Nous avons utilisé pour l'étude de ces oscillations 2 échantillons :

- Echantillon 3 : déjà utilisé dans les expériences de résonances géométriques et pour lequel $\vec{q}$ est parallèle à la direction (100)

- Echantillon 4 : cube dont 2 faces sont perpendiculaires à la direction [100] et 2 autres faces sont parallèles au plan de symétrie (011). Le vecteur d'onde $\vec{q}$ est parallèle à [100] .

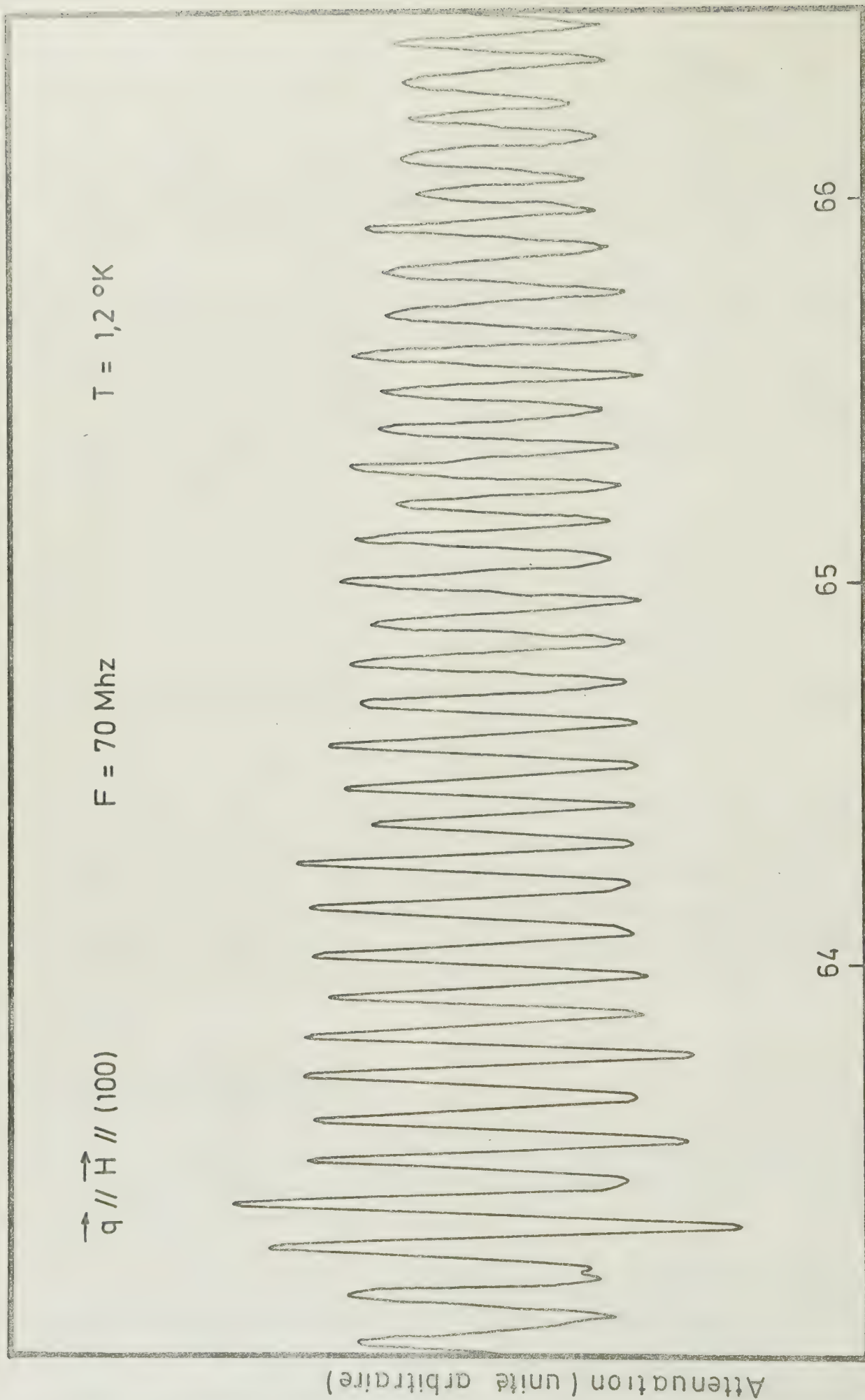


Figure IV.5. - Oscillations quantiques de l'atténuation ultrasonore en fonction du champ magnétique pour un monocristal de mercure.

La figure IV.5. montre les oscillations de l'atténuation ultrasonore à 1,2°K pour une fréquence de 70 Mhz et un champ magnétique $\vec{H} // \vec{q} // (100)$; ces oscillations sont tout à fait semblables à celles de la susceptibilité (effet de Haas-Van Alphen). Nous donnons dans la table I les valeurs des fréquences Δ^{-1} (1/H) que nous obtenons et celles des oscillations de Haas-Van Alphen correspondantes (Brandt et al. 1966). Nous ne précisons pas dans la table la direction de $\vec{q}$ dans le cristal

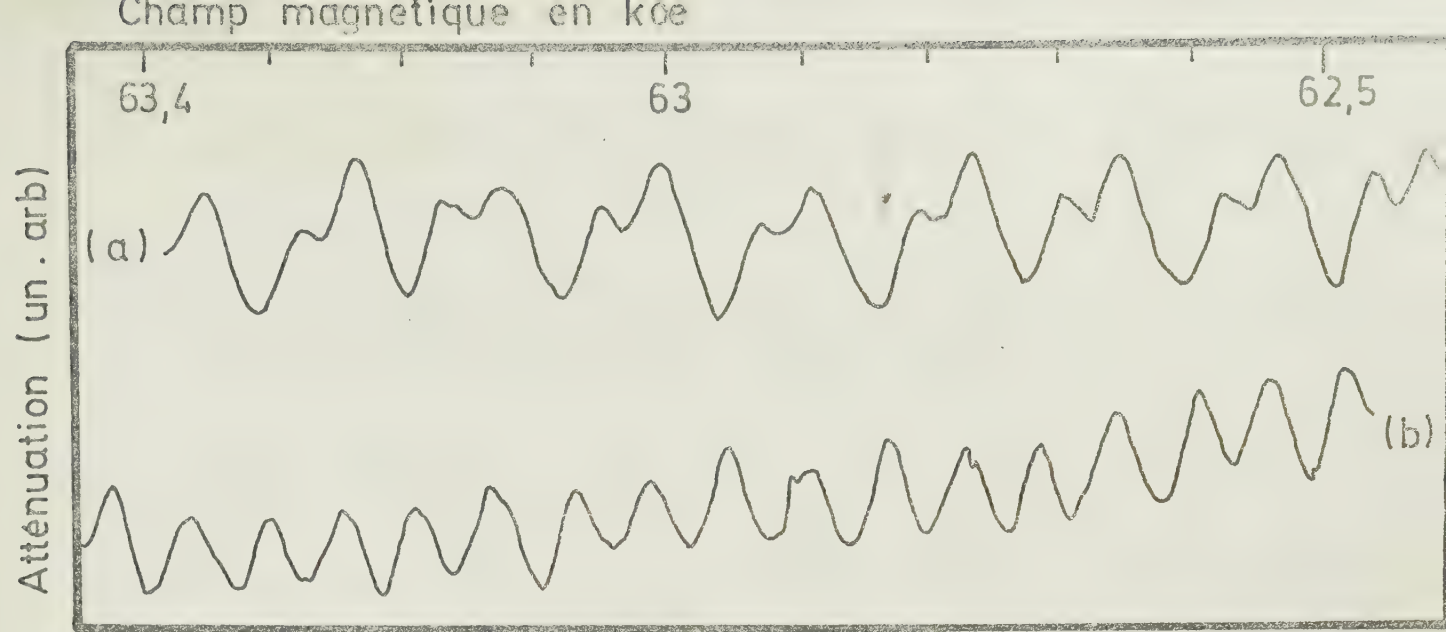
Direction du champ magnétique	Type d'orbite	$10^{-5} f(1/H), oe$ Etude présente	$10^{-5} f(1/H), oe$ Brandt et al. (1966)
(100)	α	336	334
(100)	α'	680	680
[100]	α	338	340
[100]	α''	698	

TABLE I

parce qu'elle ne joue aucun rôle dans la détermination de la fréquence des oscillations. La fréquence de 336×10^5 oe a été obtenue à 0,5% près, avec l'échantillon 3 où $\vec{q}$ est parallèle à (100) et l'échantillon 4 où $\vec{q}$ est parallèle à [100]. L'orbite que nous avons appelée α' dans la table I est attribuée par Brandt et al. (1966) à la lentille de révolution autour de (100). En fait, α' n'est pas une orbite et la fréquence correspondante provient de la manifestation simultanée des 2 lentilles de révolution autour des axes (010) et (001). Nous expliquons de la même façon la fréquence de la table I correspondant à α'' et qui n'a pas été observée par Brandt et al. (1966). Nous avons mis ce phénomène en évidence à l'aide du monocristal 4 et du porte échantillon à 2 degrés de liberté (§ III.4).

L'échantillon 4 est placé dans le porte échantillon avec le plan de symétrie (01 $\bar{1}$) appliqué contre une face verticale de la nacelle en Kel-F (figure III.9); l'onde ultrasonore se propage suivant la direction [100]. La détermination de l'orientation du cristal est faite par la méthode de Laue et n'est connue qu'à 1° près.

Nous voulons cependant que l'angle du champ magnétique vertical et du plan de symétrie du cristal soit nettement inférieur à 1° ; nous réalisons cet ajustement en agissant sur l'axe mobile de la nacelle. La figure IV.6 montre les oscillations quantiques de l'atténuation pour $\vec{H} // (100)$, $F = 50 \text{ Mhz}$ et $T = 0,45^\circ\text{K}$; les 2 enregistrements a et b correspondent à 2 directions de l'axe mobile différentes de $0,2^\circ$. L'enregistrement a présente des pics d'atténuation dédoublés qui se placent très précisément sur 2 droites parallèles (figure IV.6). L'enregistrement b présente des maximums d'atténuation qui se placent aussi très bien sur une droite mais qui donnent une fréquence double. Il est important de remarquer l'effet de la température sur la forme des oscillations. En effet, à $0,45^\circ\text{K}$ et pour les oscillations de fréquence $336 \times 10^5 \text{ oe}$, nous n'obtenons plus d'enregistrements semblables à celui de la figure IV.5, c'est à dire qui ne présentent pas de dédoublement des pics d'atténuation. Le passage de $1,2^\circ\text{K}$ à $0,45^\circ\text{K}$ améliore donc la résolution des oscillations. L'enregistrement a de la figure IV.6. peut être interprété de 2 façons différentes; le dédoublement des pics d'atténuation peut résulter soit d'une résolution de spin, soit d'une petite différence de valeur entre les aires extrémales des sections des 2 lentilles symétriques par rapport au plan $(01\bar{1})$. Dans ce dernier cas, on devrait réussir à obtenir des pics non dédoublés en plaçant $\vec{H}$ exactement dans le plan de symétrie à l'aide de l'axe mobile. Ce n'est pas ce que nous obtenons expérimentalement : en déplaçant le plan $(01\bar{1})$ dans un domaine de $\pm 2^\circ$ autour de la direction du champ, nous obtenons des enregistrements du type a ou du type b, mais nous n'obtenons jamais de pics non dédoublés à la fréquence $336 \times 10^5 \text{ oe}$. D'autre part, si la fréquence de $680 \times 10^5 \text{ oe}$. de l'enregistrement b (figure IV.6) correspondait vraiment à l'aire maximale de la section de la lentille d'axe (100) (hypothèse de Brandt et al. 1966), elle devrait toujours exister sur les enregistrements du type a puisque le dédoublement des pics y est de l'ordre de $1/3$ de l'intervalle entre 2 pics consécutifs et non de la moitié. Enfin, nous observons le même comportement des oscillations pour $\vec{H} // [100]$, quand on déplace le plan de symétrie; l'existence de la fréquence $698 \times 10^5 \text{ oe}$ écarte définitivement l'hypothèse de Brandt et al. (1966) puisque dans l'orientation $\vec{H} // [100]$, l'aire extrême de la section de la lentille d'axe (100) est beaucoup plus petite que dans l'orientation $\vec{H} // (100)$. Le passage d'un enregistrement du type a (figure IV.6) à un autre du type b par un déplacement du plan de symétrie aussi petit que $0,2^\circ$ peut être expliqué à l'aide des 2 lentilles d'électrons symétriques par rapport au plan $(01\bar{1})$. La figure IV.7 représente une coupe



Numéro du niveau de Landau

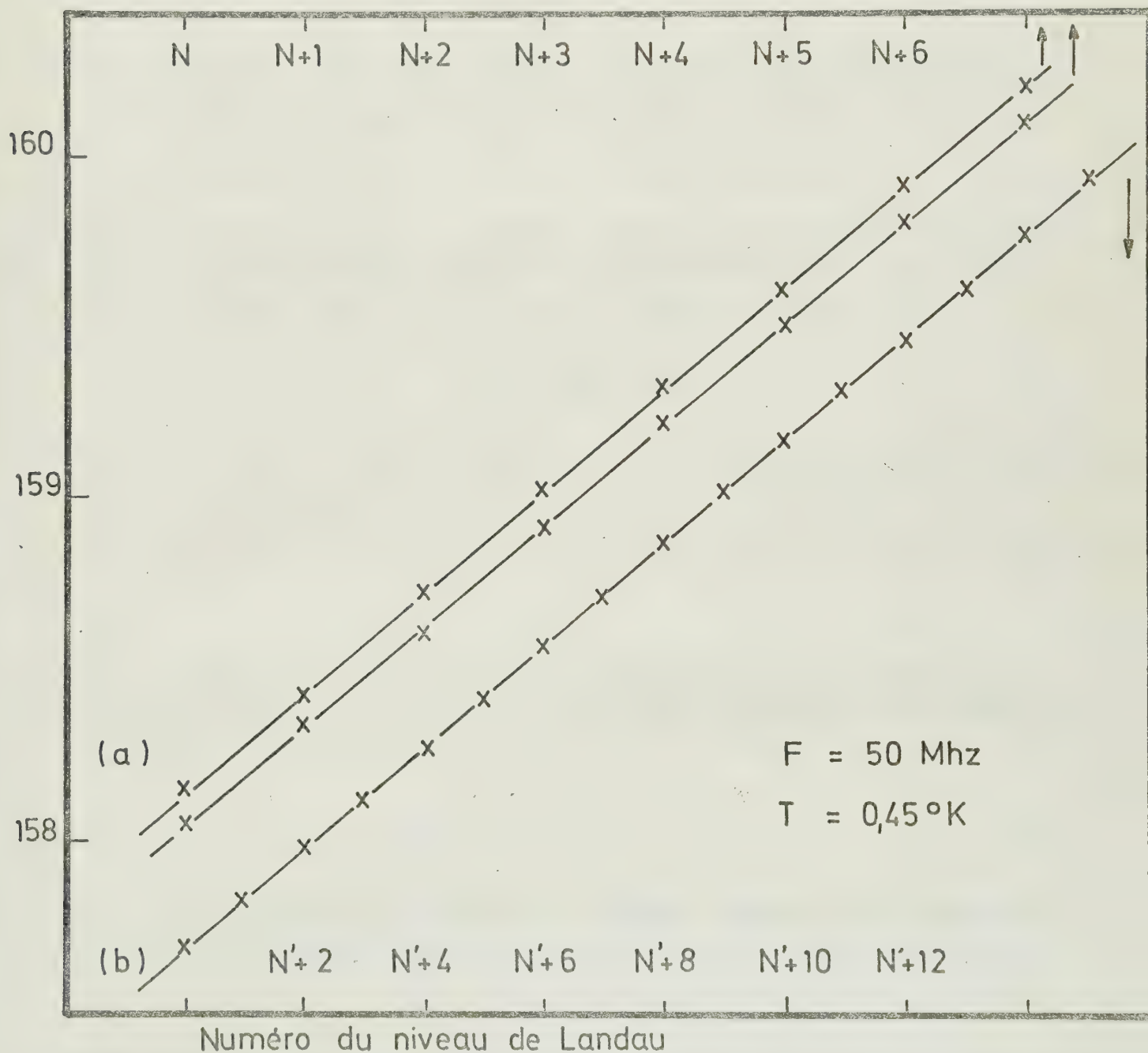


Figure IV.6 - Enregistrements des oscillations quantiques pour 2 orientations a et b du champ magnétique différentes de $0,2^\circ$. Les 2 droites a correspondent aux maximums de l'enregistrement a et la droite b à ceux de l'enregistrement b.

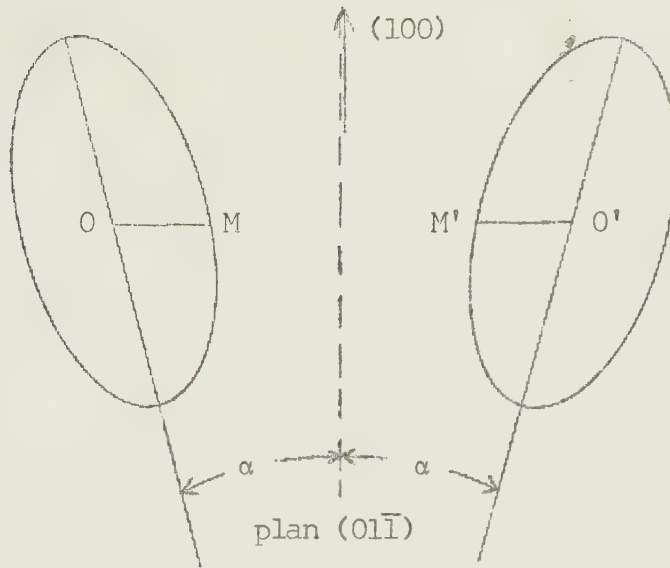


Fig. IV.7 - Coupe des 2 lentilles d'axes (010) et (001) par un plan contenant la direction (100) et orthogonale au plan de symétrie (011)

de ces 2 lentilles. Quand $\vec{H}$ est suivant (100) les aires extrêmes des sections des 2 lentilles sont égales. Ces aires sont proportionnelles à OM et O'M' et varient en sens opposés dès que $\vec{H}$ s'écarte du plan de symétrie. On a :

$$\frac{df}{f} = \frac{dS}{S} = \frac{d(OM)}{OM} = \text{tg } \alpha \, d\alpha \quad (10)$$

où f est la fréquence des oscillations, S l'aire de la section correspondante et α l'angle de la figure IV.7 qui est de l'ordre de 15° . On a donc :

$$\frac{df}{f} \approx 0,27 \, d\alpha \quad (11)$$

Nous cherchons la valeur $d\alpha$ de l'angle de $\vec{H}$ avec le plan de symétrie pour laquelle il y a au niveau de Fermi une différence d'une unité entre les numéros des niveaux de Landau des 2 lentilles. Cette condition correspond à une différence des 2 fréquences donnée par :

$$\frac{df}{f} = \frac{1}{N} \quad (12)$$

où N est le numéro du niveau de Landau au niveau de Fermi. Nous évaluons N à l'aide des valeurs de l'énergie de Fermi (Keeton et al. 1966) et de la masse

cyclotron (Dixon et al. 1968) :

$$E_F \approx 2,35 \text{ eV} \quad \text{et} \quad m_C \approx 0,65 m_O$$

Nous trouvons $N \approx 1,9 \times 10^3$ à 65 koe. Les relations (11) et (12) donnent enfin :

$$d_\alpha \approx 1,95 \times 10^{-3} \text{ rd} = 7'$$

Le modèle que nous avons utilisé pour l'évaluation de d_α est évidemment très schématique mais il donne l'ordre de grandeur du changement d'orientation de $\vec{H}$ nécessaire pour passer d'un enregistrement du type a à un enregistrement du type b. Nous pouvons donc rejeter l'hypothèse du dédoublement des pics dû à 2 fréquences différentes et retenir celle du dédoublement de spin^* : quand $\vec{H}$ est précisément dans le plan de symétrie, on obtient un enregistrement du type a (figure IV.6) et en tournant $\vec{H}$ dans un plan normal au plan de symétrie, on obtient alternativement les enregistrements a et b (dans les limites $\pm 2^\circ$ de part et d'autre du plan de symétrie). A l'aide de l'écart $\delta(1/H)$ entre les 2 droites a et de la figure IV.6, nous pouvons calculer le facteur g pour $\vec{H} // (100)$. Nous obtenons :

$$\delta(1/H) = (0,11 \pm 0,01) \times 10^{-7} \text{ oe}^{-1}$$

La relation (VI.13) donne alors :

$$g \cdot \frac{m_C}{m_O} = 2 \ell + (0,72 \pm 0,08)$$

où ℓ est un entier. En prenant $m_C = 0,65 m_O$, nous obtenons :

$$g \approx 3,1\ell + 1,1 \pm 0,1$$

Pour l'orientation du champ parallèle à $[100]$, nous trouvons de même :

$$\delta(1/H) = (0,10 \pm 0,01) \times 10^{-7} \text{ oe}^{-1}$$

* Nous avons exclu l'hypothèse d'un dédoublement analogue à celui du § VI.2.3 parce que dans le cas présent, nous n'observons pas de comportement anormal des oscillations de l'atténuation en fonction de l'orientation du champ magnétique ou de la fréquence ultrasonore.

CONCLUSION

L'étude des résonances géométriques s'est finalement révélée très fructueuse malgré l'imprécision de ses résultats due à la limitation du nombre des oscillations par la supraconductivité. Elle a donné dans certains cas des résultats sensiblement en désaccord avec ceux de l'effet de Haas-Van Alphen. Le problème ainsi posé a pu être résolu par l'étude des oscillations quantiques de l'atténuation à 0,45°K. Nous avons trouvé que les dimensions des lentilles d'électrons de la 2ème zone mesurées par les oscillations géométriques ne sont pas en contradiction avec certaines périodes de l'effet de Haas-Van Alphen (ou des oscillations quantiques de l'atténuation) à condition de ne pas attribuer ces dernières à des sections de la surface de Fermi. En outre, nous avons mis en évidence un dédoublement des oscillations quantiques que nous attribuons à une résolution de spin.

CHAPITRE V

THEORIE DES OSCILLATIONS QUANTIQUES GEANTES DE L'ATTENUATION ACOUSTIQUE

INTRODUCTION

L'effet des oscillations géantes de l'atténuation acoustique dans les métaux en présence d'un champ magnétique a été prédit par Gurevitch et al (1961). Il s'agit de l'absorption résonnante de l'onde acoustique par les électrons dont la composante de vitesse dans la direction du champ magnétique est égale à la vitesse du son (dans le cas où le vecteur d'onde acoustique est parallèle au champ magnétique). L'effet a été observé dans Zn (Korolyuk et al, 1961; Myers et al 1965) Bi (Korolyuk 1963; Toxen et al 1965; Mase et al 1966; Sawada et al 1966), Ga (Shapovalov et al 1964), As (Fukase et al 1967), Re (Testardi et al. 1967) et Hg (Bellessa et al 1970). Les pics d'atténuation, que la théorie prévoyait géants, n'ont expérimentalement rien de géant : on observe des variations d'atténuation < 20 db/cm; nous les appellerons cependant oscillations quantiques géantes (O.Q.G.) pour être conforme à l'appellation courante (le mot quantique vient ici rappeler la quantification des niveaux électroniques en présence du champ magnétique). Avec les O.Q.G., on peut déterminer la forme de la surface de Fermi, comme avec l'effet de Haas-Van Alphen; de la forme de raie à une température donnée, on peut tirer la masse cyclotron, le libre parcours moyen et la résolution de spin si $g \neq 2$. Les O.Q.G. semblent ainsi plus puissantes que l'effet de Haas-Van Alphen pour l'étude des surfaces de Fermi. En fait les conditions d'observations des O.Q.G., notamment les conditions sur le libre parcours moyen, sont très difficiles à satisfaire et limitent sensiblement le domaine d'application de cet effet.

Dans ce chapitre nous exposons les conditions d'observations des O.Q.G. puis nous traitons par une méthode très intuitive la théorie des O.Q.G. avec collisions, pour retrouver finalement les résultats de Kaner et Skobov (1968) qui ont traité le problème dans le cas le plus général.

V.1 - DESCRIPTION QUALITATIVE DES O.Q.G.

On considère le cas où les électrons du métal suivent une loi de dispersion quadratique isotrope; on a donc, en présence d'un champ magnétique suivant Oz :

$$E_n(k_z) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} \quad (1)$$

où $\Omega = \frac{eH}{mc}$ est la pulsation cyclotron, m la masse effective et k_z la composante du moment suivant le champ magnétique.

L'onde acoustique de fréquence ω et de vecteur d'onde $\vec{q}$, se propage dans le métal dans une direction quelconque. A basse température, quand le libre parcours moyen des électrons de conduction est suffisamment grand, l'absorption de l'onde acoustique peut être traitée comme l'absorption directe de phonons ($\omega, \vec{q}$) par les électrons de conduction. La conservation de l'énergie et du moment entraîne :

$$\left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \hbar \omega = \left(n' + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega + \frac{\hbar^2}{2m} (k_z + q_z)^2 \quad (2)$$

On obtient donc la condition :

$$\hbar \Omega (n' - n) = \hbar \omega - \frac{\hbar^2}{m} k_z q_z \quad (3)$$

En champ magnétique élevé, on a toujours $\omega \ll \Omega$ et $qR \ll 1$ (R est le rayon de l'orbite de l'électron); d'où il s'ensuit que la condition (3) ne peut être satisfaite que pour $n = n'$. Pour que les électrons absorbent les phonons acoustiques, il faut donc qu'ils aient un moment k_z tel que :

$$k_z = k_0 \equiv \frac{m V_s}{\hbar \cos \theta} \quad (4)$$

où V_s est la vitesse du son et θ l'angle entre $\vec{q}$ et $\vec{H}$.

La relation (4) peut aussi s'écrire :

$$v_z = v_0 \equiv V_s / \cos \theta \quad (5)$$

La relation (5) exprime la nécessité de dérive des électrons en phase avec l'onde (surf-riding).

La condition (4) n'est pas suffisante pour que l'électron puisse absorber un phonon; il faut aussi qu'il soit sur la surface de Fermi. Dans la limite classique $kT \gg \hbar\Omega$, la quantification des niveaux d'énergie ne joue aucun rôle parce que, sur la surface de Fermi, il y a toujours des électrons satisfaisant (4); cela n'est plus le cas quand $\hbar\Omega \gg kT$. Reportons nous à la figure (V.1) : les électrons de la surface de Fermi sont aux intersections des paraboles $E_n(k_z)$ et de la bande de largeur kT au niveau de Fermi E_F . Pour obtenir les intervalles de valeurs permises de k_z , on projette sur l'axe des moments les parties de parabole dans la bande kT au niveau de Fermi; les intervalles permis sont indiqués en trait gras sur la figure (V.1). La position de ces intervalles dépend de la valeur du champ magnétique. Si la valeur de H est telle que k_0 est dans un intervalle permis, il y a des électrons sur la surface de Fermi satisfaisant (4); il y a donc absorption de l'onde acoustique. Si la valeur de H est telle que k_0 est dans un intervalle interdit, il n'y a pas d'absorption. Expérimentalement k_0 est toujours très petit; on a donc un pic d'atténuation de l'onde acoustique, chaque fois qu'un niveau de Landau passe le niveau de Fermi, quand on balaye le champ magnétique. Ainsi la période en $1/H$ des pics d'atténuation est la même que celle qu'on détermine avec l'effet de Haas-Van Alphen (I.41).

V.2 - CONDITIONS D'OBSERVATION DES O.Q.G.

Dans le paragraphe précédent, il est déjà apparu que l'effet existait seulement si les niveaux de Landau étaient bien définis, c'est à dire si :

$$\hbar\Omega \gg kT$$

$$\text{et} \quad \Omega\tau \gg 1$$

où τ est le temps de relaxation des électrons. Ces conditions, que l'on retrouve dans l'étude de l'effet de Haas-Van Alphen, sont faciles à satisfaire aux températures de l'hélium liquide et à des valeurs de champ de l'ordre de 30 koe, malheureusement elles ne sont pas suffisantes et les collisions qui ont ici un effet très sensible, vont imposer des conditions beaucoup plus astreignantes. Le paramètre à considérer est $\omega\tau$; Shapira (1968) a montré simplement, comment il intervenait dans les O.Q.G. Compte tenu des collisions, la relation (3) devient :

$$\frac{\hbar^2}{m} k_z q = \hbar\omega \pm \frac{\hbar}{\tau} \quad (6)$$

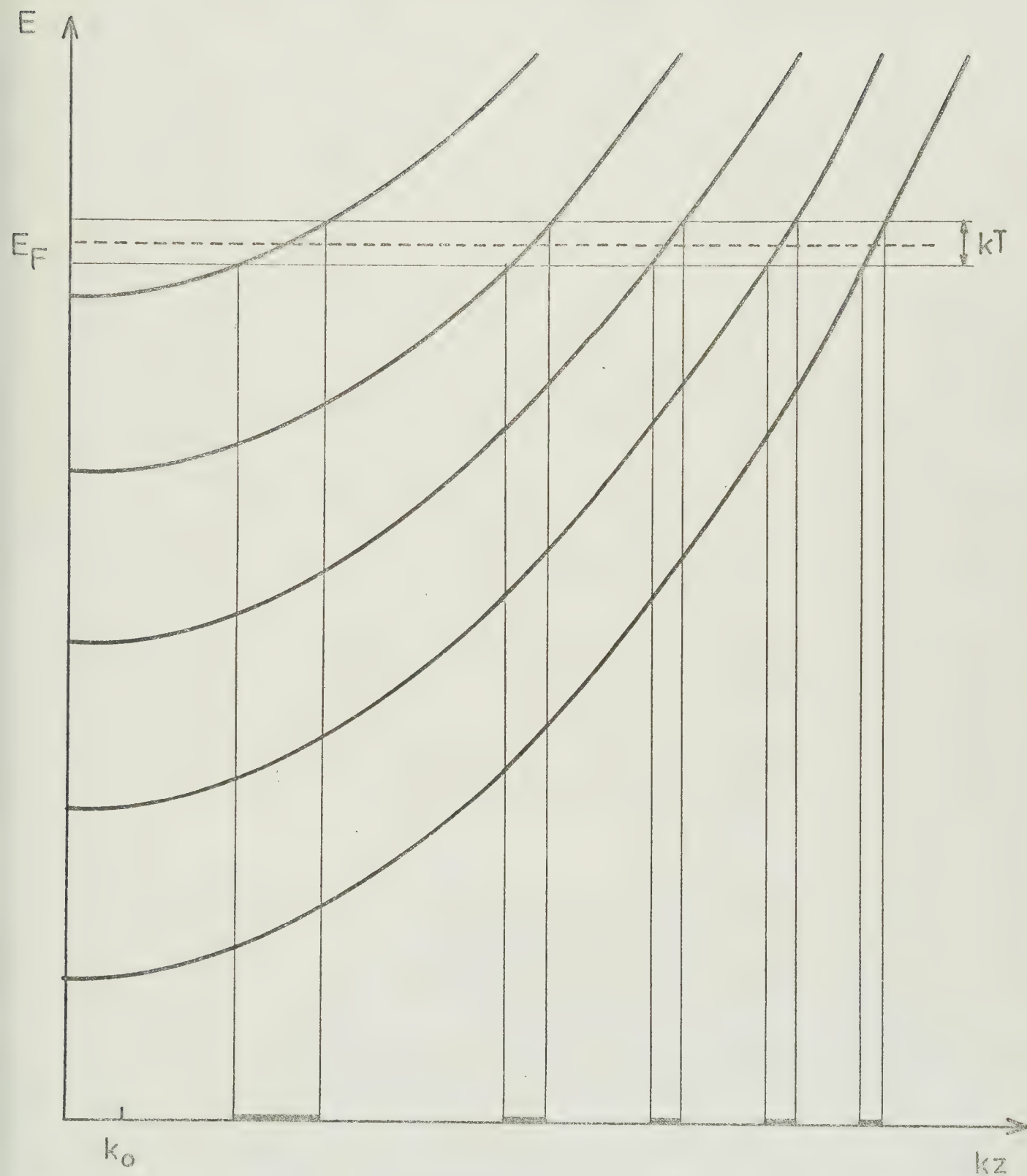


Figure V.1

Quantification de l'énergie des électrons en présence d'un champ magnétique parallèle à Oz . Les intervalles en trait gras représentent les valeurs de k_z des électrons de la surface de Fermi.

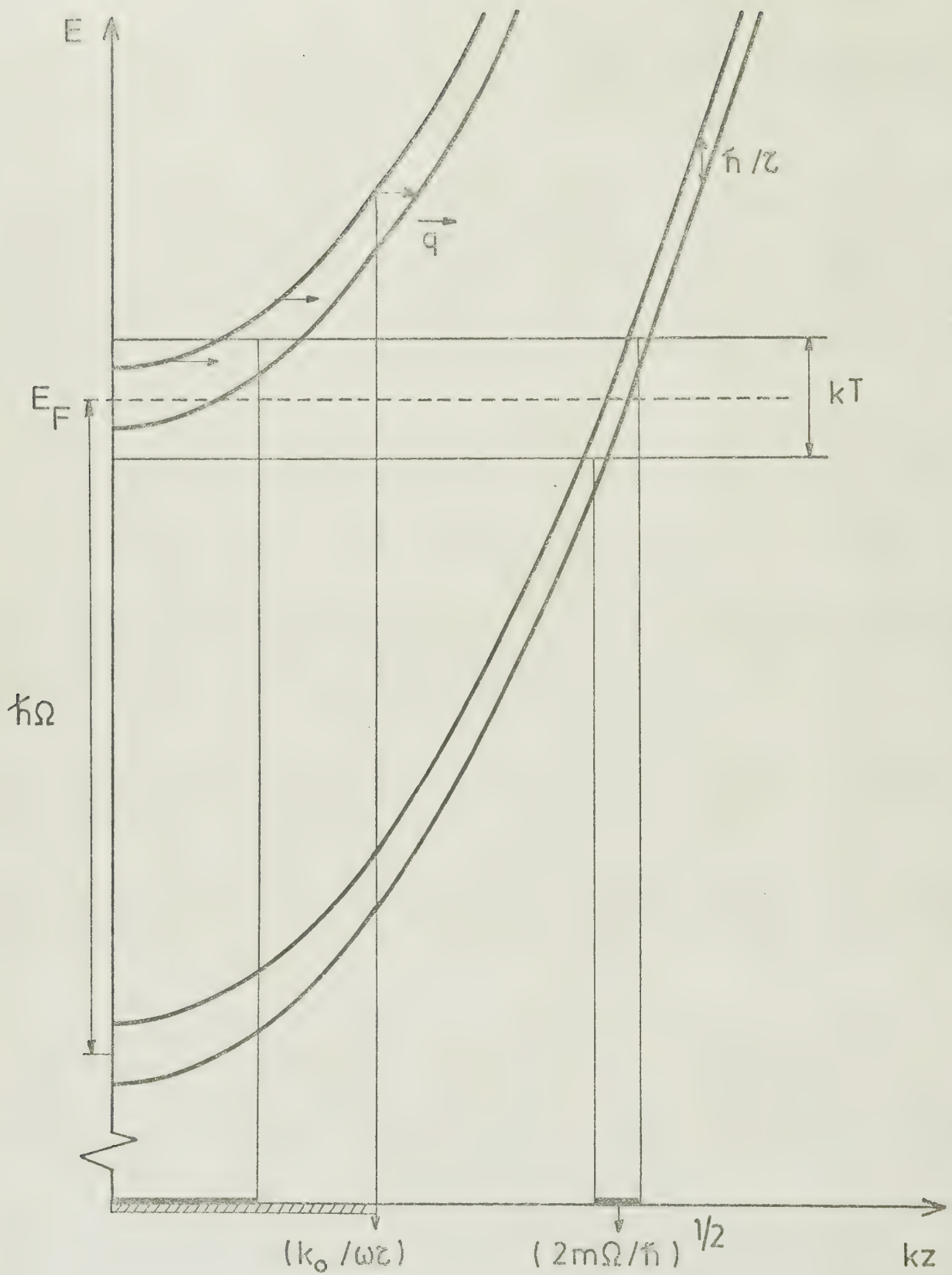


Figure V.2

Schéma représentant la situation dans laquelle un seul niveau de Landau participe à l'atténuation de l'onde ultrasonore.

où l'on a pris pour la simplicité de l'exposé $\vec{q} // \vec{H}$.

La relation (6) peut aussi s'écrire :

$$k_z = k_0 \left(1 \pm \frac{1}{\omega\tau}\right) \quad (7)$$

où k_0 est défini par la relation (4)

Donc, si $\omega\tau \gg 1$, les collisions ne détruisent pas la règle de sélection (4); si $\omega\tau < 1$ la condition (4) perd son sens et doit être remplacée par :

$$-k_0/\omega\tau < k_z < +k_0/\omega\tau \quad (8)$$

Pour préciser le rôle des collisions, considérons sur la figure (V. 2) l'élargissement $\hbar/\tau$ des niveaux de Landau : un niveau de Landau n'est plus une parabole $E_n(k_z)$ mais une bande de paraboles de largeur $\hbar/\tau$. Pour pouvoir absorber un phonon acoustique $(\omega, \vec{q})$, l'électron n'a plus besoin de rester sur une parabole donnée; il peut passer d'une parabole à l'autre mais il faut qu'il reste dans la bande. C'est cette nécessité qui détermine l'intervalle $[-k_0/\omega\tau, +k_0/\omega\tau]$ de la relation (8), puisque la "largeur" de la bande de paraboles parallèlement à l'axe des moments diminue quand on s'éloigne du sommet des paraboles (Fig. V. 2). Pour que l'intervalle $[-k_0/\omega\tau, +k_0/\omega\tau]$ ne recouvre pas simultanément plusieurs intervalles permis de k_z , il faut (Fig. V. 2) :

$$\frac{k_0}{\omega\tau} \ll \frac{\sqrt{2m\hbar\Omega}}{\hbar} \quad (9)$$

soit :

$$\omega\tau \left(\frac{2\hbar\Omega}{m v_s^2}\right)^{1/2} \gg 1 \quad (10)$$

que l'on peut aussi écrire en posant $\ell = \tau v_F$:

$$q\ell \left(\frac{\hbar\Omega}{E_F}\right)^{1/2} \gg 1 \quad (11)$$

où ℓ est le libre parcours moyen, v_F la vitesse de Fermi et E_F le niveau de Fermi. (10) ou (11) est la condition pour qu'il n'y ait qu'un niveau de Landau qui participe à l'absorption de l'onde.

On établit de la même façon (Fig. V. 3) la condition pour que l'élargissement dû aux collisions soit petit devant l'élargissement thermique :

$$\frac{k_o}{\omega\tau} \ll \frac{\sqrt{2mkT}}{\hbar} \quad (12)$$

soit

$$\omega\tau \left(\frac{2kT}{m v_s^2} \right)^{1/2} \gg 1 \quad (13)$$

que l'on écrit aussi :

$$q\ell \left(\frac{kT}{E_F} \right)^{1/2} \gg 1 \quad (14)$$

Les 2 conditions (11) et (14) sont celles de Gurevich et al (1961). La relation (11) fait clairement apparaitre la difficulté d'observation des O.Q.G., car dans un métal, $E_F/\hbar\Omega$ est communément de l'ordre 10^4 . Nous allons voir dans le paragraphe suivant que la théorie de Kaner et al. (1968) donne une condition nécessaire et suffisante d'existence des O.Q.G. qui est moins difficile à réaliser que la relation (11).

V.3 - THEORIE DES O.Q.G. - FORME DE RAIE.

Skobov (1961) a étudié théoriquement l'influence des collisions sur les O.Q.G.; Kaner et Skobov (1968) ont utilisé les résultats de cette étude pour traiter le cas général des O.Q.G. Nous n'allons pas exposer cette théorie; nous allons traiter comme Dingle (1952), l'élargissement des niveaux de Landau. Cette méthode très intuitive nous permet de retrouver simplement la relation générale de Kaner et Skobov (1968).

V.3.1 - Cas général.

Prenons pour les électrons une loi de dispersion quelconque; dans un champ magnétique $\vec{H}$ parallèle à Oz, au voisinage d'une section extrême de la surface de Fermi, on a :

$$E_n(k_z) = n \hbar \Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{//}} \quad (15)$$

$m_{//}$ est la masse effective suivant Oz, définie par :

$$\frac{1}{m_{//}} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\partial}{\partial k_z} \langle v_z \rangle \right)_0 = \frac{1}{2\pi\hbar c} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial k_z^2} \right)_0 \quad (16)$$

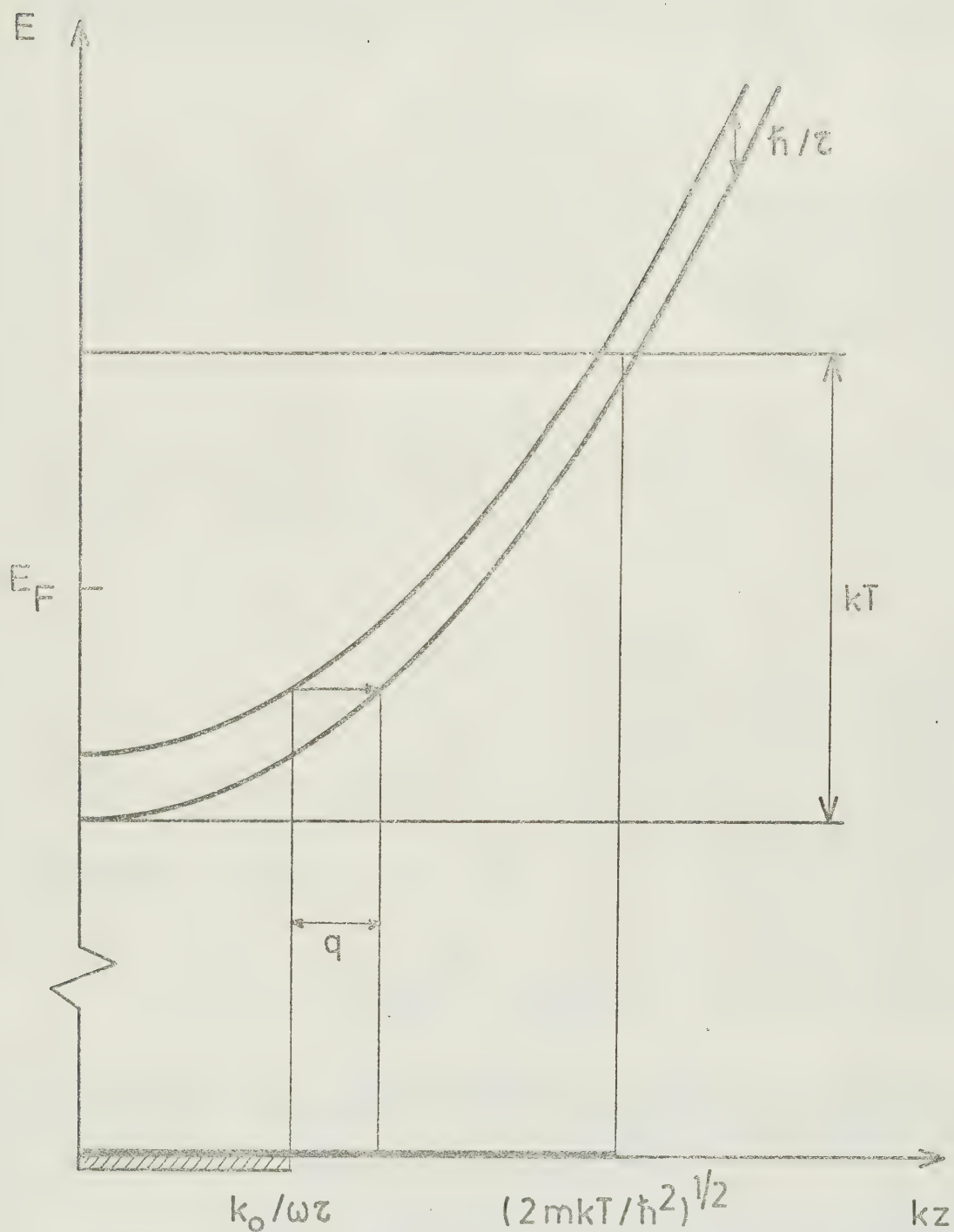


Figure V.3.

Schéma représentant la situation dans laquelle l'élargissement de la raie dû aux collisions est plus petit que l'élargissement thermique.

où l'indice 0 signifie que la valeur de la dérivée est prise pour la section extrême de la surface de Fermi, perpendiculairement à Oz. La pulsation cyclotron est définie par la relation $\Omega = eH/m_c c$, la masse cyclotron étant :

$$m_c = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)_0 \quad (17)$$

Pour la simplicité de l'exposé, nous n'avons écrit dans la relation (15), ni le terme de phase (égal à $\hbar \Omega/2$ pour l'électron libre), ni le terme de spin. La présence de ce dernier terme ne change pas la forme des pics d'atténuation, si $g = 2$; si $g \neq 2$, chaque pic est résolu en deux pics identiques correspondant aux deux orientations de spin.

Suivant Dingle (1952), un état représenté par la fonction $\delta(E_{\perp} - n \hbar \Omega) dE_{\perp}$ dans la théorie négligeant les collisions, sera en présence de collisions représenté par :

$$\frac{\hbar}{2\tau\pi} \frac{dE_{\perp}}{(E_{\perp} - n \hbar \Omega)^2 + (\hbar/2\tau)^2} \quad (18)$$

où $E_{\perp}$ est l'énergie de l'électron dans le plan perpendiculaire à $\vec{H}$. L'étude qualitative des O.Q.G. (§ V.1) a montré que c'étaient les électrons de k_z petit qui intervenaient dans le phénomène; cela signifie que seuls les électrons d'énergie $E_{\parallel} \ll E_{\perp}$ nous intéressent ici. On peut donc généraliser (18) et dire que l'état représenté, en l'absence des collisions par $\delta\{E - E_n(k_z)\} dE$ sera représenté par

$$\frac{\hbar}{2\tau\pi} \frac{dE}{\{E - E_n(k_z)\}^2 + (\hbar/2\tau)^2} \equiv D\{E - E_n(k_z)\} dE \quad (19)$$

où E est maintenant l'énergie totale de l'électron. C'est l'expression mathématique du remplacement d'une parabole pour un niveau de Landau, par une série de paraboles dans une bande de largeur $\hbar/\tau$ (Fig. V. 2 et V. 3).

En l'absence de collisions, l'énergie de l'onde acoustique absorbée par les électrons par unité de temps et par unité de volume est :

$$Q = \frac{2\pi}{\hbar V} \sum_k \hbar \omega \{ f(E_k) - f(E_k + \hbar \omega) \} |U|^2 \delta(E_k + \hbar \omega - E_{k+q}) \quad (20)$$

où f est la fonction de Fermi, V le volume du cristal, $|U|^2$ une constante d'interaction (voir Kaner et al. 1968). Chaque niveau de Landau est $(e H A/hc)$ fois dégénéré. Il faut donc remplacer $\sum_k$ par :

$$\sum_{n=0}^N \int \frac{e H A}{h c} dE \int \left(\frac{2\pi}{L}\right)^{-1} dk_z \delta \{E - E_n(k_z)\} \quad (21)$$

où A est l'aire de la section de l'échantillon perpendiculaire à $\vec{H}$ et L la longueur de l'échantillon suivant $\vec{H}$. La relation (20) devient :

$$Q = \frac{2\pi}{W} \frac{e H V}{2 \pi h c} \mathcal{H}_\omega |U|^2 \sum_n \int dE \int dk_z \{f(E) - f(E + \mathcal{H}_\omega)\} \\ \times \delta \{E - E_n(k_z)\} \delta \{E + \mathcal{H}_\omega - E_n(k_z + q)\} \quad (22)$$

Pour exprimer l'effet des collisions, il suffit de remplacer dans (22) les niveaux non élargis $\delta(E)$ par les niveaux élargis $D(E)$ définis par (19). Il est ici intéressant d'exprimer Q en fonction de l'absorption Q_0 dans la limite classique en absence de champ magnétique (Kaner et al. 1968) :

$$Q_0 = \frac{m_c \omega^2 m_{//}}{h^3 \pi q} |U|^2 \quad (23)$$

On obtient ainsi :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{h^2 \Omega q}{2 \omega n_{//}} \sum_n \int dE dk_z \{f(E) - f(E + \mathcal{H}_\omega)\} D \{E - E_n(k_z)\} \\ \times D \{E + \mathcal{H}_\omega - E_n(k_z + q)\} \quad (24)$$

C'est la relation générale que Kaner et al. (1968) obtiennent par un traitement plus rigoureux.

V.3.2 - Forme de raie dans le cas $kT \gg \mathcal{H}/\tau$ et $\omega\tau < 1$.

Nous ne considérons que ce cas parce que c'est le cas que nous aurons expérimentalement. Nous exposons brièvement dans cette partie le traitement de Kaner et al. (1968) à partir de la relation (24).

Dans (24) le domaine d'intégration sur E est beaucoup plus grand que la largeur caractéristique des fonctions D(E) puisque $kT \gg \hbar/\tau$; on peut donc remplacer la fonction $D(E - E_n)$ par une fonction $\delta(E - E_n)$ et doubler la largeur de l'autre fonction D(E). Toujours dans (24), la différence des fonctions de Fermi peut être développée en puissance de $\hbar\omega$. Ces 2 opérations faites, on obtient :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar^2 \Omega q}{2m_{//} \omega} \cdot \frac{\hbar \omega}{kT} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \operatorname{ch}^{-2} \left\{ \frac{E_n(k_z) - E_F}{2 kT} \right\} \times \frac{\hbar}{2 \tau \pi} \frac{1}{(\hbar^2 q k_z / m_{//})^2 + (\hbar/\tau)^2} \quad (25)$$

où l'on a négligé $\hbar\omega$ devant $\hbar/\tau$. On pose ensuite :

$$y = \hbar k_z (2m_{//} kT)^{-1/2} \quad (26)$$

$$B = q\tau (2 kT/m_{//})^{1/2} \quad (27)$$

$$A_n = (E_F - n \hbar \Omega)/kT \quad (28)$$

La relation (25) s'écrit alors :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar \Omega}{2 kT} \int_0^\infty dy \frac{1}{\pi} \frac{B}{1 + B^2 y^2} \sum_{n=0}^N \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{y^2 - A_n}{2} \right) \quad (29)$$

Ce résultat est identique à celui établi pour les électrons libres par Gurevich et al. (1961) et Liu et al. (1965), à condition de remplacer le libre parcours moyen $\ell = \tau v_F$ par le libre parcours $\ell_{//}$ défini par :

$$\ell_{//} = \tau (2E_F/m_{//})^{1/2} \quad (30)$$

Le coefficient B défini en (27) s'écrit alors :

$$B = \omega \tau \frac{(2 kT)^{1/2}}{m_{//} V_s^2} = q \ell_{//} \left(\frac{kT}{E_F} \right)^{1/2} \quad (31)$$

L'expression sous l'intégrale dans (29) contient le produit de 2 fonctions : le maximum de la première est en $y = 0$ et sa largeur est $1/B$; la deuxième fonction consiste en une série de pics qui se déplacent quand le champ magnétique varie. La figure (V. 4) donne la forme d'une raie d'absorption calculée à partir de (29) pour quelques valeurs de B . Nous voyons que la raie devient nettement asymétrique quand $B < 1$, le côté haut champ étant plus abrupt que le côté bas champ. C'est Liu et al. (1965) qui ont les premiers, attiré l'attention sur l'intérêt de la forme de raie dans cette région : le côté haut champ traduit l'élargissement thermique et le côté bas champ traduit la variation de la densité d'état.

A partir de la relation (29), on retrouve immédiatement les conditions (11) et (14) avec $\ell_{//}$ substitué à ℓ . (11) est une condition suffisante d'existence des O.Q.G.; elle n'est cependant pas nécessaire. Kaner et al. (1968) ont établi la condition nécessaire et suffisante : quand un niveau de Landau n passe le niveau de Fermi, on a $A_n = 0$; le pic de la 2ème fonction de (29) situé alors en $y = 0$, doit avoir une contribution à l'intégrale plus importante que tous les autres pics correspondant aux niveaux de Landau suivants. On obtient ainsi la condition nécessaire et suffisante d'existence des O.Q.G. :

$$q\ell_{//} \left(\frac{\hbar\Omega}{E_F}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\hbar\Omega}{kT}\right)^{1/2} \gg 1 \quad (32)$$

La condition (11) est ainsi modifiée par le facteur $(\hbar\Omega/kT)^{1/2}$ qui est le plus souvent de l'ordre de 10 et qui facilite ainsi l'apparition des O.Q.G.

CONCLUSION

Nous avons vu dans cette étude ce que l'on pouvait attendre des O.Q.G. dans les métaux. Les conditions d'existence du phénomène limitent le domaine d'investigation à de petites zones de la surface de Fermi : celles où la masse cyclotron est très petite; de telles zones n'existent pas toujours. Aussi, du point de vue de la détermination des surfaces de Fermi, l'effet est-il nettement moins efficace que l'effet de Haas-Van Alphen. Par contre, quand l'effet existe, l'étude de la forme de raie donne des informations très précises, non seulement sur la surface de Fermi et la masse cyclotron mais aussi sur les collisions et ceci à une température donnée et pour un niveau de Landau donné. Les O.Q.G. sont ainsi très puissantes pour étudier le rôle des collisions et le comportement des électrons sur un niveau de Landau élargi par ces collisions.

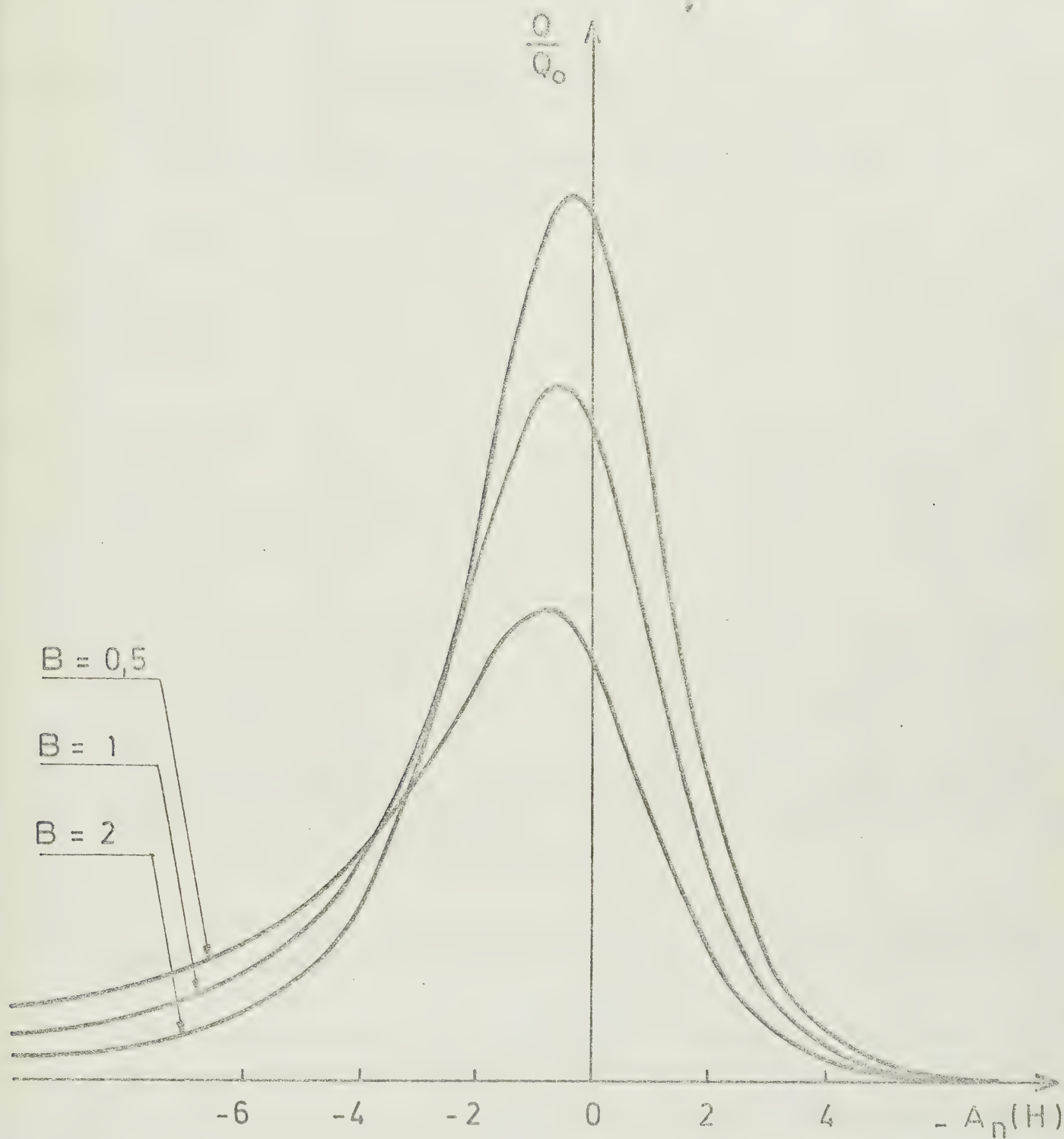


Figure V.4

Forme d'un pic d'atténuation O.Q.G. établie à l'aide de la relation (V.29) pour quelques valeurs de B .

CHAPITRE VI

OSCILLATIONS QUANTIQUES GEANTES DE L'ATTENUATION ACOUSTIQUE DANS LE MERCURE

INTRODUCTION

Nous avons mis en évidence, pour la première fois, les oscillations quantiques géantes (O.Q.G.) de l'atténuation acoustique dans le mercure (Bellessa et al. 1970). Les O.Q.G. sont des pics d'absorption très étroits qui sont dus aux bras β de la surface de trous de la première zone. Elles existent dans un domaine de température $T < 1,5^\circ\text{K}$ pour des fréquences ultrasonores atteignant 70 Mhz et des valeurs de champ magnétique comprises entre 20 koe et 70 koe. L'étude expérimentale a donné des résultats qui ne pouvaient pas être interprétés par la théorie précédemment exposée; il s'agit notamment de la forme de raie et du comportement des pics d'atténuation en fonction de la température et de l'amplitude de l'onde ultrasonore. Nous avons même observé dans certaines conditions des pics de transparence au lieu de pics d'absorption. Pour expliquer nos résultats, nous avons été conduits à considérer l'effet du champ magnétique élevé sur l'interaction électron-dislocation (Bellessa, 1972).

Deux échantillons ont été utilisés dans ce travail. L'échantillon 3 a été étudié dans une expérience préliminaire dans la situation $\vec{q} // \vec{H} // (100)$. C'était un cylindre dont les faces parallèles étaient les plans (100); sa position était fixe dans le cryostat et la température limite était $1,2^\circ\text{K}$. L'échantillon 4 était un cube dont 2 faces étaient perpendiculaires à la direction $[100]$ et 2 autres faces étaient parallèles au plan de symétrie $(01\bar{1})$. Les résultats sur ce dernier cristal sont beaucoup plus complets parce que l'on pouvait descendre jusqu'à $0,4^\circ\text{K}$ et tourner l'échantillon autour d'un axe horizontal dans le champ magnétique vertical. Le vecteur d'onde ultrasonore $\vec{q}$ pouvait faire un angle quelconque avec $\vec{H}$; le 2ème degré de liberté de notre porte-échantillon permettait, de plus, de placer $\vec{H}$ dans le plan de symétrie $(01\bar{1})$ du cristal. Les O.Q.G. apparaissent à des valeurs de champ magnétique supérieures à 20 koe environ; nous pouvions ainsi observer entre 20 koe et 70 koe une vingtaine de pics d'absorption.

VI. 1 - PERIODES DES O.Q.G.

Nous avons vu que la période Δ (1/H) des O.Q.G. était la même que celle des oscillations de Haas-Van Alphen, c'est à dire :

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{2 \pi e}{H c S} \quad (1)$$

Pour comparer nos résultats à ceux des auteurs ayant étudié les oscillations de Haas-Van Alphen dans le mercure, nous utiliserons aussi la fréquence des O.Q.G. définie par :

$$f (1/H) \equiv \{\Delta (1/H)\}^{-1} \quad (2)$$

La figure (VI. 1) montre un enregistrement de la variation de l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique. Nous voyons que les pics O.Q.G. sont très étroits et qu'il est possible de déterminer très précisément leurs positions en champ magnétique. Les fréquences mesurées (Table I) sont en bon accord avec les fréquences des oscillations de Haas-Van Alphen de Brandt et al (1966) et de Poulsen et al. (1971).

Direction du champ magnétique	$10^{-5} f(1/H)$, oe Etude présente	$10^{-5} f (1/H)$, oe Brandt et al(1966)	$10^{-5} f(1/H)$,oe Poulsen et (1971)
(100)	$8,03 \pm 0,04$	8,15	7,99
[100]	$7,29 \pm 0,04$	7,35	7,39
[111]	$10,3 \pm 0,05$	10,6	10,4

TABLE I

La figure (VI. 2) montre la variation de la fréquence en fonction de l'orientation du champ magnétique dans le plan de symétrie du cristal (011) : les points encerclés sont les points expérimentaux des bras β suivant la direction [100] ; la courbe tracée représente la variation théorique de la fréquence quand on assimile les bras β à des cylindres; les croix sont les valeurs expérimentales pour les bras β parallèles aux direction [010] et [001] . Autour de la direction [111] , il existe ainsi deux séries de pics O.Q.G. dont on peut mesurer précisément

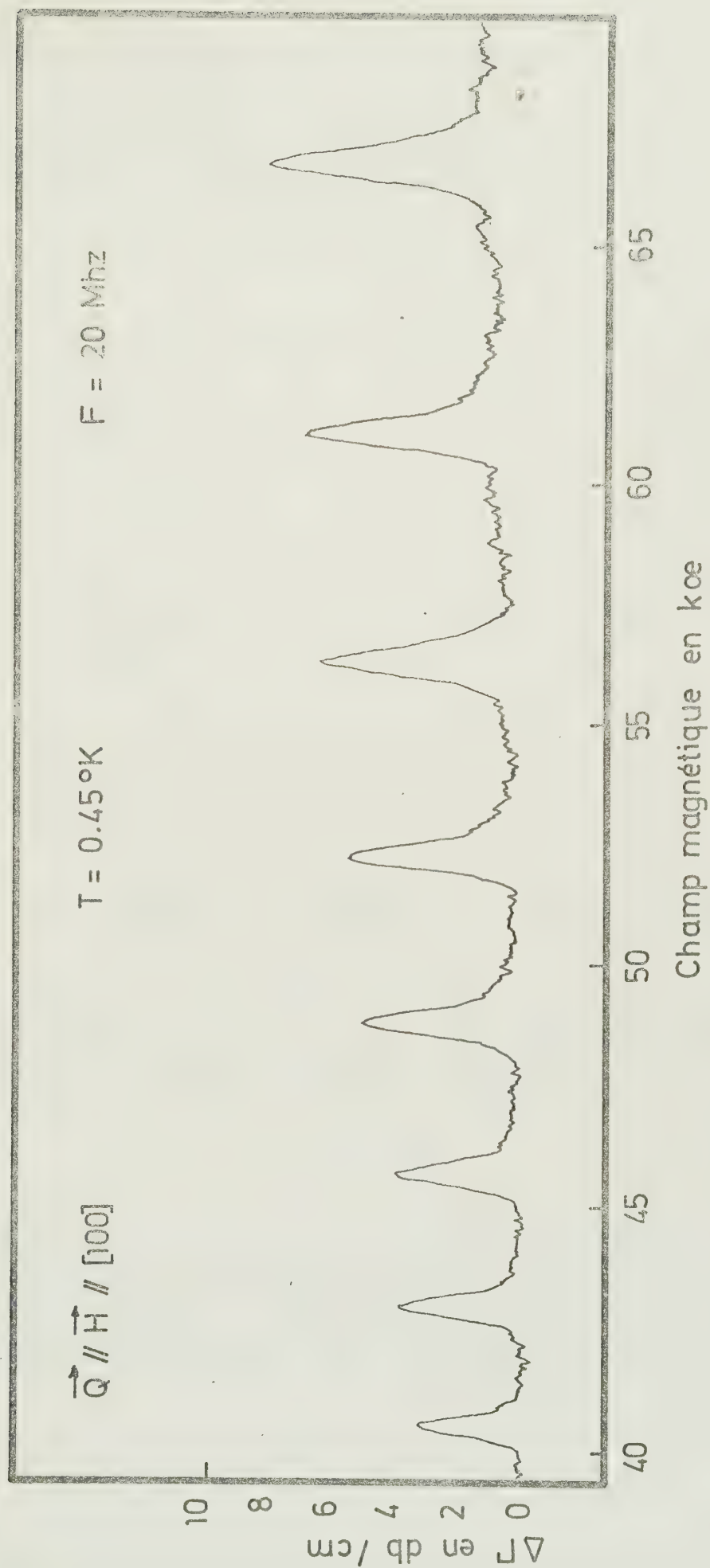


Figure VI.1. - Oscillations quantiques géantes de l'atténuation ultrasonore en fonction du champ magnétique pour un monocristal de mercure.

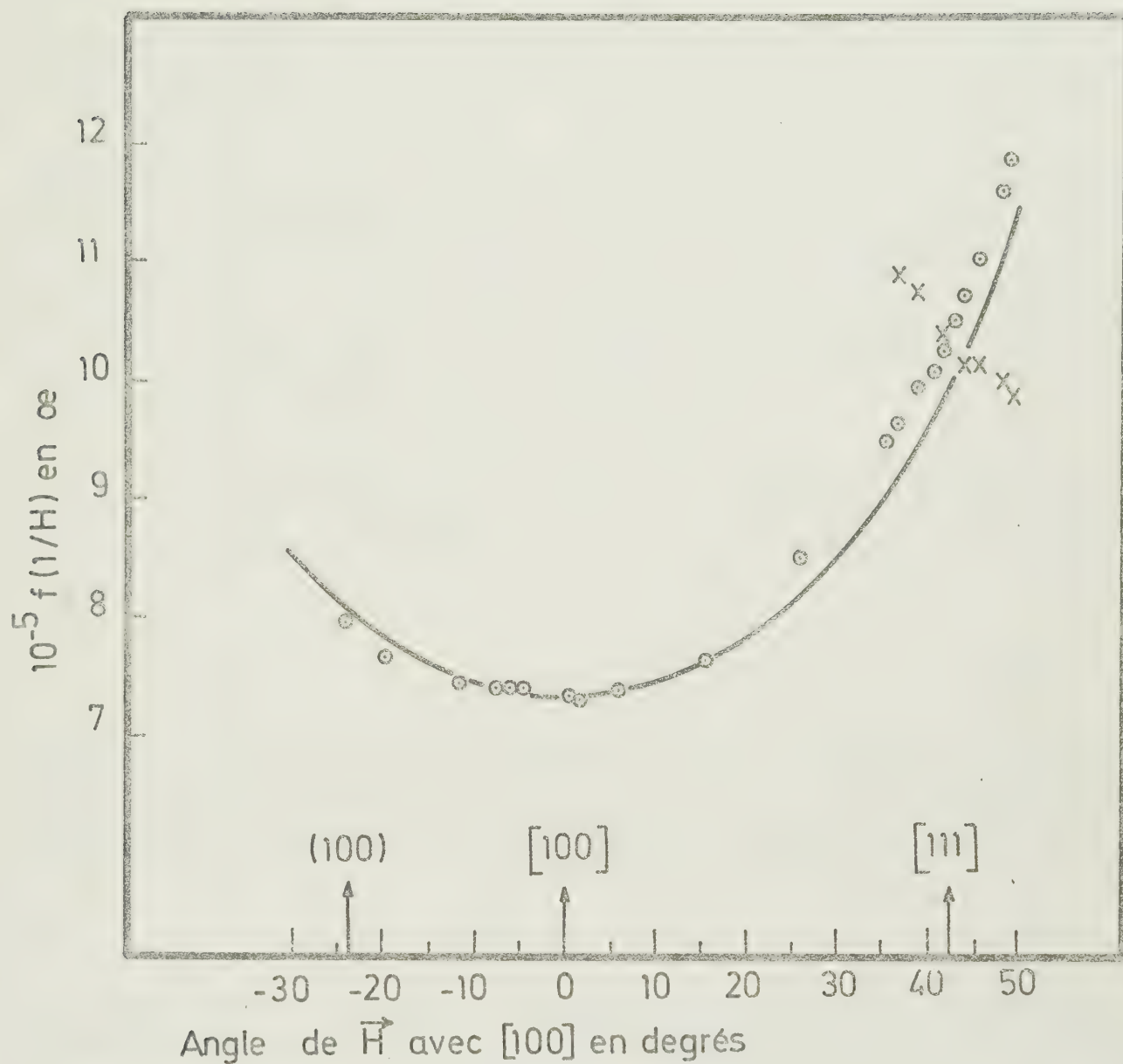


Figure VI.2

Fréquences des pics O.Q.G. en fonction de l'orientation du champ magnétique. La courbe représente la variation théorique de la fréquence pour un cylindre d'axe $[100]$. Les points encadrés sont les valeurs expérimentales pour les bras β parallèles à la direction $[100]$. Les croix sont les valeurs expérimentales pour les bras β parallèles aux directions $[010]$ et $[001]$.

les fréquences car il n'existe pas de phénomène de battement comme pour l'effet de Haas-Van Alphen. Nous n'avons pas indiqué sur la figure (VI. 2) la direction du vecteur d'onde acoustique $\vec{q}$, parce qu'elle ne joue pas un rôle important dans le phénomène des O.Q.G. (à condition que $\vec{q}$ ne soit pas perpendiculaire à $\vec{H}$); pour l'échantillon 3, $\vec{q}$ était parallèle à (100) et pour l'échantillon 4, $\vec{q}$ était parallèle à [100]. Il faut cependant signaler que la direction de $\vec{q}$ a un effet important sur l'amplitude des pics O.Q.G. En effet, dans la situation expérimentale où $\vec{H}$ est parallèle à [111] et $\vec{q}$ est parallèle à [100], les bras β parallèles à [100] donnent des pics O.Q.G. d'amplitude 3 fois plus grande que celle des pics correspondants aux bras β parallèles à [010] et [001]; ce facteur ne peut provenir que de la direction privilégiée de $\vec{q}$ pour les bras β suivant [100] c'est à dire de l'anisotropie du potentiel de déformation.

De la position très précise en champ magnétique des pics O.Q.G., on peut déduire les numéros n des niveaux des Landau et le facteur de phase $\emptyset$. En effet la relation d'Onsager donne pour l'aire de la section extrême de la surface de Fermi :

$$S = (n + \emptyset) \cdot \frac{2\pi e H_n}{\hbar c} \quad (3)$$

où H_n est la valeur du champ magnétique pour laquelle le niveau de Landau n passe le niveau de Fermi (plus précisément, c'est la valeur de H pour laquelle le cylindre d'Onsager n est tangent à la surface de Fermi). La relation (2) devient alors :

$$(1/H_n) \cdot f = n + \emptyset \quad (4)$$

Nous avons porté dans la table II, les positions des pics O.Q.G. et les valeurs correspondantes de $(n+\emptyset)$ pour l'arrangement expérimental $\vec{q} // \vec{H} // [100]$, la température étant de 0,4°K et la fréquence ultrasonore de 20 Mhz. On y voit la grande précision de la détermination de $(n + \emptyset)$; nous avons pour le facteur de phase :

$$\emptyset = 0,94 \pm 0,05$$

$10^6 (1/H) \text{ en(oe)}^{-1}$	$(1/H).f = n + \emptyset$	$10^6 (1/H) \text{ en(oe)}^{-1}$	$(1/H).f = n + \emptyset$
15,00	10,93	30,08	21,92
16,38	11,94	31,47	22,94
17,75	12,94	32,87	23,96
19,12	13,94	34,18	24,91
20,50	14,94	35,61	25,96
21,86	15,93	36,94	26,93
23,24	16,94	38,34	27,94
24,60	17,93	39,77	28,98
25,97	18,93	41,02	29,89
27,34	19,93	42,44	30,93
28,72	20,94		

TABLE II

La table II montre que les numéros des niveaux de Landau sont déterminés sans ambiguïté; cela n'est pas étonnant car le niveau de Fermi étant près du sommet de la bande, l'approximation de bande quadratique doit être très satisfaisante. Aussi, pouvons nous écrire :

$$E_F = (n + \emptyset) \hbar \Omega_n = (n + \emptyset) \frac{\hbar e H}{m_c c} \quad (5)$$

En utilisant la table II et la valeur $m_c = 0,16 m_0$ de Brandt et al.(1961) pour $\text{Hg}[100]$, nous trouvons :

$$E_F = 53.10^{-3} \text{ eV}$$

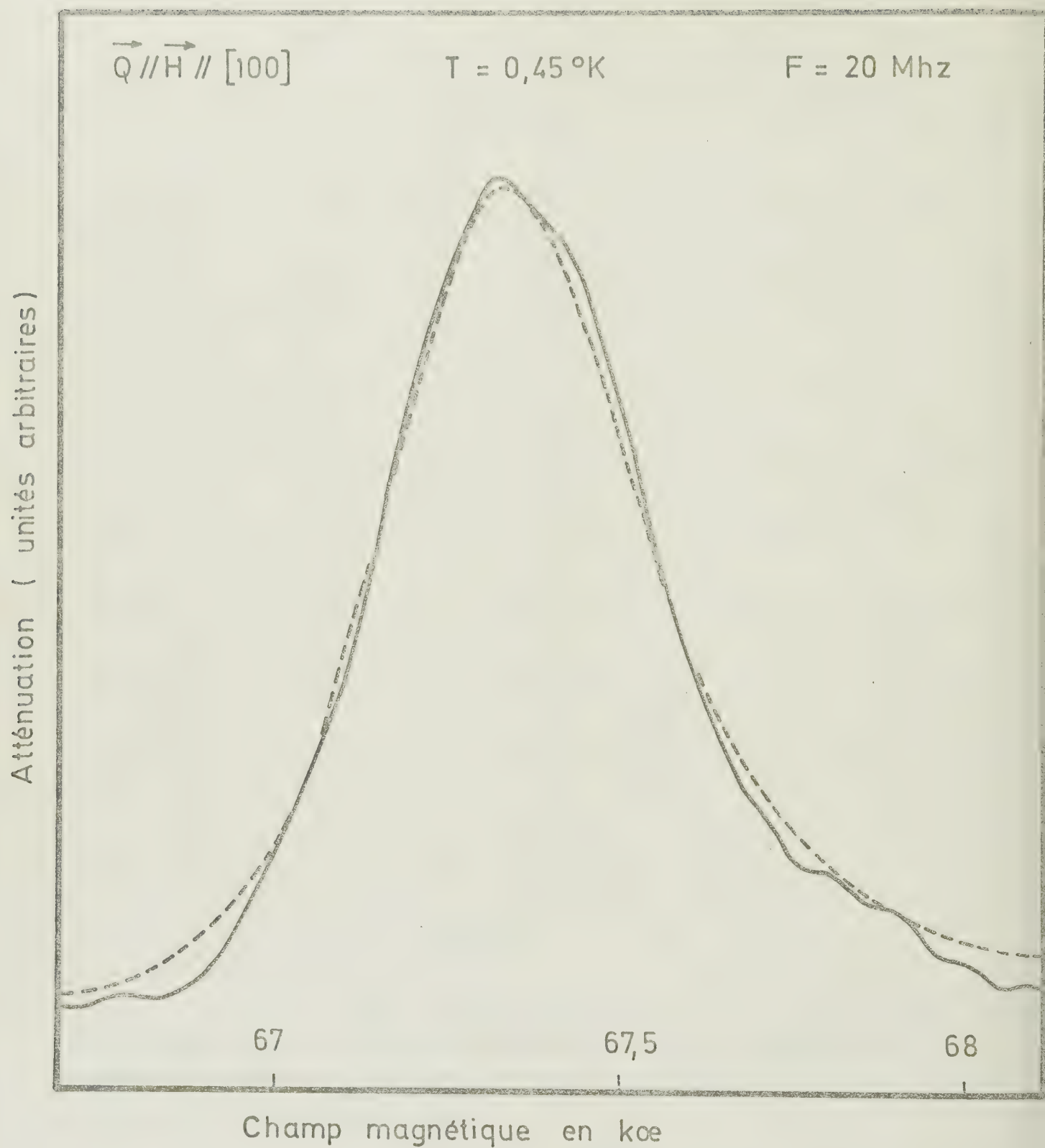


Figure VI.3 - Pic d'atténuation O.Q.G. La courbe en trait continu est expérimentale. La courbe en trait interrompu est obtenue à l'aide de la relation (VI.8).

l'énergie de Fermi étant comptée à partir du sommet de la bande. La marge d'erreur sur E_F est déterminée par celle sur m_c que nous ne connaissons pas.

Nous avons déterminé de la même façon que précédemment $\emptyset$ et E_F dans l'arrangement expérimental $\vec{q} // \vec{H} // (100)$, la température étant de 1,2°K et la fréquence ultrasonore de 70 Mhz. Nous avons trouvé pour la phase :

$$\emptyset = 0,90 \pm 0,05$$

et pour l'énergie de Fermi, la même valeur que dans le cas précédent à 2% près (en prenant la valeur $m_c = 0,17 m_0$ de Brandt et al. 1966 pour $\vec{H} // (100)$).

VI. 2 - FORME DE RAIE.

Nous avons vu au chapitre V qu'il était possible de tirer beaucoup d'information de la forme du pic O.Q.G. La figure (VI. 3) est l'enregistrement d'un tel pic dans les conditions expérimentales suivantes : $\vec{q} // \vec{H} // [100]$, $T = 0,45^\circ\text{K}$, fréquence ultrasonore de 20 Mhz. Le point immédiatement remarquable est la forme inversée de la raie, le côté bas champ de la raie étant le plus abrupt (ce dernier point est contraire aux prévisions du § V.3.2.) Nous allons expliquer cette particularité en reprenant les calculs du chapitre précédent pour tenir compte du fait que la masse $m_{//}$ suivant le champ magnétique est négative (*). Ce point éclairci, nous exposerons les résultats de notre étude de la forme de raie avec la température , la fréquence et l'amplitude de l'onde ultrasonore. Dans une dernière partie, nous présenterons le mécanisme d'interaction électron-dislocation en présence de champ magnétique que nous avons été conduit à considérer pour interpréter nos résultats expérimentaux.

VI.2.1. Forme inversée de la raie.

Les bras β qui donnent naissance aux pics O.Q.G. n'ont pas exactement une forme de cylindre; ils sont plutôt en forme de cou, c'est à dire qu'ils s'évasent quand on s'éloigne de la section minimale. On se rend compte de ce fait sur la figure (VI. 2) où l'on voit que l'aire de la section du bras β est plus grande que celle d'un cylindre quand $\vec{H}$ est incliné par rapport à $[100]$. L'écart entre le cylindre et la forme réelle des bras est certes faible mais il est

* Fukase et al. (1967) qui ont obtenu dans l'Arsenic une forme de raie inversée ont aussi suggéré que cela pouvait être dû au signe négatif de $m_{//}$.

nécessaire d'en tenir compte car pour un cylindre $m_{//}$ est ∞ et le libre parcours $l_{//}$ défini en (V.30) est nul quel que soit τ ; on ne peut donc plus satisfaire la condition (V.32). La forme de cou des bras β entraîne que les porteurs ont une masse $m_{//}$ négative tant que la direction de $\vec{H}$ n'est pas trop éloignée de $[100]$. Pour tenir compte du signe négatif de $m_{//}$, il faut reprendre le calcul du §(V.3.2). Au lieu de poser la relation (V.26), nous posons :

$$y = \hbar k_z (2 |m_{//}| k T)^{-1/2} \quad (6)$$

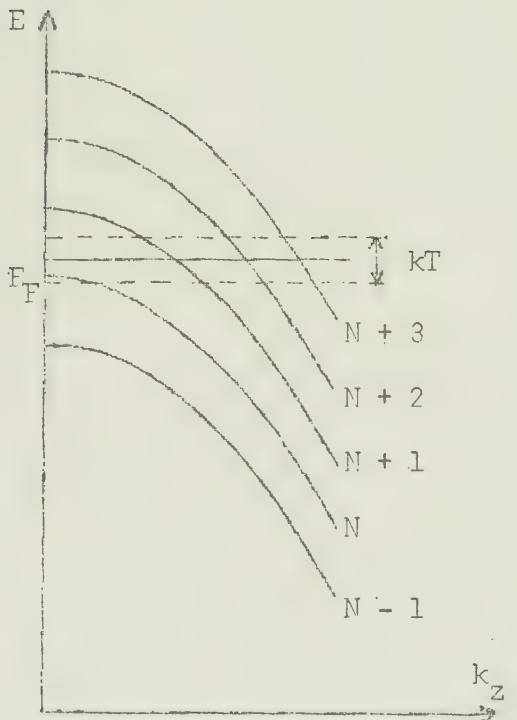
$E_n(k_z)$ s'écrit alors :

$$E_n(k_z) = n \hbar \Omega - y^2 K T \quad (7)$$

En portant cette valeur dans (V.25), on trouve compte tenu de la parité du cosinus hyperbolique (Bellessa et al. 1970) :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar \Omega}{2 k T} \int_0^\infty dy \frac{1}{\pi} \frac{B}{1 + B^2 y^2} \sum_{n \geq N} \text{ch}^{-2} \left(\frac{y^2 + A_n}{2} \right) \quad (8)$$

où B est défini par (V.27) où l'on a remplacé $m_{//}$ par $|m_{//}|$. C'est le changement de signe dans l'argument du ch^{-2} de (8) qui inverse la forme de raie. Il faut aussi remarquer la modification des indices de sommation : quand $m_{//}$ est négatif les



paraboles $E_n(k_z)$ tournent leur convexité vers les énergies élevées et ne coupent l'horizontale $E = E_F$ que pour $n \geq N$ (Fig. VI.4); pour $m_{//}$ positive, ce sont les paraboles $n \leq N$ qui coupent le niveau de Fermi. Ce qu'il faut retenir de cette analyse est que dans notre cas, et à l'opposé de ce qui a été dit au § V.3.2., c'est le côté bas champ de la raie qui traduit l'élargissement thermique.

A l'aide de la relation (8), on peut tenter d'ajuster une courbe théorique à la raie expérimentale. Nous avons ainsi obtenu la courbe en trait interrompu de la figure (VI.3) en prenant $B = 1,5$ (ce qui correspond à un temps de relaxation $\tau \sim 10^{-9}$ sec.) et en ajustant arbitrairement les hauteurs.

Fig. VI.4

On ne peut en effet, attribuer dans le cas présent une valeur absolue à la hauteur de la raie car nous allons voir dans le § suivant qu'elle peut varier avec l'amplitude de l'onde ultrasonore incidente. L'accord entre la courbe théorique et l'enregistrement expérimental est satisfaisant mais la valeur de la masse cyclotron m_c que nous obtenons d'un tel ajustement est très différente de la valeur de m_c de Brandt et al. (1966) obtenue par l'effet de Haas-Van Alphen. Précisons comment nous obtenons m_c de l'ajustement des courbes : la courbe théorique est une fonction de A_n qui est un paramètre sans dimension (Fig. V.4.); elle a une largeur δA_n à mi-hauteur. La courbe expérimentale a une largeur à mi-hauteur δH . La position du pic en champ magnétique est donnée par :

$$E_F - (n + \frac{1}{2}) \frac{\hbar e H}{m_c c} = 0 \quad (9)$$

Au voisinage de cette position, on peut écrire :

$$E_F - (n + \frac{1}{2}) \frac{\hbar e H}{m_c c} = A_n kT \quad (10)$$

de (9) et (10) on tire :

$$H = H_0 \left(1 - A_n kT \frac{m_c c}{e \hbar f(1/H)} \right) \quad (11)$$

La relation (11) donne la conversion des abscisses de la courbe théorique en celles de la courbe expérimentale. Des largeurs à mi-hauteur, on tire immédiatement à l'aide de (11) :

$$\frac{m_c}{m_0} = \frac{e \hbar f(1/H)}{m_0 kT c H_0} \times \frac{\delta H}{\delta A_n} \quad (12)$$

L'ajustement de la figure (VI.3) donne :

$$\frac{m_c}{m_0} = 0,36$$

qui est une valeur beaucoup plus grande que celle de Brandt et al. (1966) qui ont obtenu :

$$\frac{m_c}{m_0} = 0,16$$

La première idée qui vient à l'esprit de l'expérimentateur pour expliquer ce désaccord est un effet d'échauffement de l'échantillon. Dans la relation (12) pour obtenir m_c , nous avons pris $T = 0,45^\circ K$ qui était la température indiquée par la résistance thermométrique immergée dans le bain d' He_3 ; si la puissance envoyée

dans l'échantillon est grande, la température risque d'y être plus élevée et cela peut donner une augmentation apparente de m_c . Cependant nous avons étudié l'effet de la puissance et nous pensons pouvoir rejeter cette éventualité. En effet, la puissance électrique moyenne envoyée sur le quartz transducteur pouvait être aussi petite que 10^{-7} watts (la puissance acoustique envoyée effectivement dans l'échantillon en contact direct avec le bain d' He_3 , était donc encore plus faible). C'est pour pouvoir travailler avec des puissances aussi faibles que nous avons choisi la fréquence 20 Mhz; aux fréquences plus élevées cela n'est plus possible à cause de la perte de sensibilité des différents appareils. La méthode pulsée permet un test très concluant sur l'échauffement : on laisse à l'impulsion incidente une amplitude et une largeur constante ($\approx 1 \mu\text{sec.}$); on fait varier la puissance envoyée dans l'échantillon par l'intermédiaire de la fréquence de répétition de l'impulsion; quand il y a un échauffement de l'échantillon, la variation de la fréquence de répétition fait varier la température. Ce test, dans le cas qui nous occupe a été négatif : il n'y avait aucune modification de la raie quand la fréquence de répétition passait de 1 hz à 20 hz.

On peut essayer de rendre compte de notre largeur de raie trop grande par la résolution de spin que nous n'avons pas considérée jusqu'à présent. Si $g (m_c/m_o) = g^* \neq 2$, nous devons avoir 2 pics qui peuvent ne pas être résolus s'ils sont suffisamment voisins et donner ainsi une raie résultante plus large que dans le cas $g^* = 2$. Mais si on essaie de vérifier quantitativement cette hypothèse on arrive à une impossibilité. En effet, notre largeur expérimentale (Figure VI.3) est $\delta H = 450 \text{ oe.}$; en prenant la valeur de m_c de Brandt et al. (1966), on devrait avoir $\delta H = 200 \text{ oe.}$, ce qui conduirait à une séparation des 2 pics $\Delta H \sim 250 \text{ oe.}$ Avec la formule (8), nous avons vérifié que les 2 pics de spin $\uparrow$ et $\downarrow$ devraient être nettement résolus dès que $\Delta H \geq 200 \text{ oe.}$ Nous ne pouvons donc pas, en prenant $m_c = 0,16 m_o$, rendre compte de notre largeur de raie par un facteur $g^* \neq 2$. Nous pouvons cependant donner une borne supérieure pour g à l'aide des considérations précédentes. En ajoutant le terme de spin $\pm \frac{1}{2} g \mu_B H$ dans la relation (9), on obtient pour g , l'expression

$$g = 2 \frac{m_o}{m_c} \left(l + \frac{\Delta H f (1/H)}{H^2} \right) \quad (13)$$

où ΔH est la séparation en champ des pics $\uparrow$ et $\downarrow$, et l un entier qu'il n'est pas possible de déterminer par les O.Q.G. Notre déduction $\Delta H < 200 \text{ oe.}$, nous donne donc pour g :

$$g < 11,4 (l + 0,03)$$

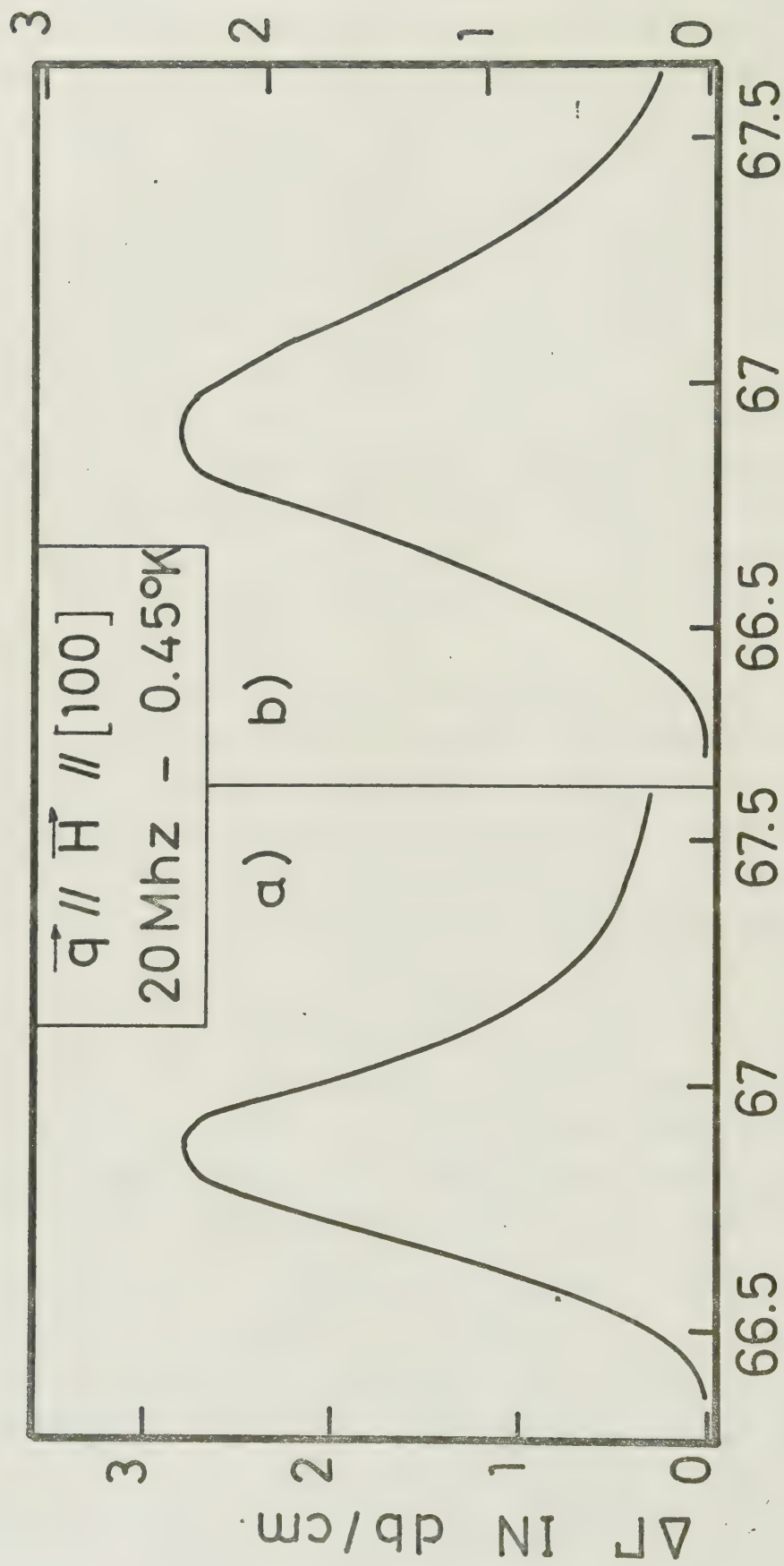


Figure VI.5. - Elargissement du pic O.Q.G. avec l'augmentation du nombre de défauts. La courbe a est la raie obtenue lors d'une première expérience. La courbe b est la raie obtenue après un cycle thermique entre 1 et 110°K et la fabrication d'une nouvelle jonction quartz-étalon.

Nous aurions pu enfin, expliquer notre ¹largeur de raie en mettant en cause la valeur de m_c de Brandt et al. (1966) au dépens de celle que nous obtenons. L'étude de la forme de raie en fonction des différents paramètres va montrer qu'une telle argumentation n'est pas fondée.

VI.2.2. Etude de la raie en fonction de la température et de l'amplitude de l'onde ultrasonore.

Avec l'échantillon 3, qui était dans un bain d' He_4 , nous n'avons pu faire d'étude en température parce que les pics O.Q.G. disparaissaient quand $T \geq 1,3^\circ K$ pour une fréquence ultrasonore de 70 Mhz. Avec l'échantillon 4, qui était dans un bain d' He_3 , une première étude a donné les résultats exposés au § précédent. A la suite d'une rupture de la jonction entre le quartz transducteur et l'échantillon, il a fallu remonter en température de $1^\circ K$ à $110^\circ K$ et refaire une nouvelle jonction. Nous avons alors constaté, après s'être replacé dans les mêmes conditions expérimentales que dans la première étude, que la largeur du pic O.Q.G. était passée de 450 oe à 620 oe (Figure VI.5). On peut donc penser que durant le cycle thermique entre $1^\circ K$ et $110^\circ K$ (et peut être aussi, durant la manipulation de l'échantillon à $110^\circ K$) il y a eu une augmentation du nombre de défauts dans le cristal qui a entraîné une augmentation de la largeur de raie. Cette constatation est moins banale qu'elle ne paraît a priori. En effet, il est possible de passer de la courbe (a) à la courbe (b) de la figure (VI.5) par une dilatation des abscisses d'un facteur 1,4 (qui est égal au rapport des largeurs à mi-hauteur des 2 courbes); il n'y a donc pas de déformation de la raie. Nous pourrions ainsi ajuster à la courbe (VI.5.b) une courbe théorique déduite de la relation (8); cela serait aussi satisfaisant qu'au § précédent mais donnerait une masse cyclotron m_c qui serait 1,4 fois plus grande que celle que nous obtenions déjà. Ce point n'est pas conforme à ce que prévoit la théorie, si l'on admet que le seul effet de l'augmentation des défauts est de diminuer le temps de relaxation τ : la diminution de τ entraîne une diminution de B qui se traduit par une déformation de la raie (Figure V.4.). L'élargissement de la raie sans déformation que nous observons, est le premier signe du caractère inhomogène de la raie; ce caractère va être confirmé par l'étude en température.

Les résultats expérimentaux en fonction de la température dépendent de l'amplitude de l'onde ultrasonore incidente. Pour une faible amplitude* et pour un pic O.Q.G. déterminé (celui situé à 67 koe), nous obtenons une hauteur de pic donnée par la figure (VI.6.b), la largeur de raie étant constante et égale à (630 ± 60) oe. entre $0,45^\circ\text{K}$ et $1,1^\circ\text{K}$ (Figure VI.6.a); le pic O.Q.G. disparaît à une température de l'ordre de $1,1^\circ\text{K}$. Pour une forte amplitude ultrasonore (5 fois plus grande que l'amplitude faible), il n'y a plus de dépendance en température de la hauteur du pic (Figure VI.6.b), la largeur à mi-hauteur étant toujours constante dans tout le domaine de température et égale à (620 ± 20) oe; la précision des mesures est évidemment meilleure dans le cas des fortes amplitudes où le signal réfléchi est plus grand. Nous avons vérifié par la méthode exposée au § précédent que l'effet d'amplitude n'était pas un effet d'échauffement de l'échantillon.

Les propriétés du pic O.Q.G. en fonction de l'amplitude et de la température ne sont pas compatibles avec les prévisions théoriques. La théorie prévoit une largeur de raie proportionnelle à la température : la largeur de raie constante implique une raie inhomogène**. La théorie prévoit une hauteur de pic approximativement inversement proportionnelle à la température mais ne peut expliquer la disparition des pics O.Q.G. quand la température augmente, sans leur transformation en oscillations quantiques du type de Haas-Van Alphen (Liu et al. (1965)). Enfin la théorie ne prévoit pas d'effet d'amplitude.

* Ce que nous appelons faible amplitude n'a pas de sens absolu parce que nous ne connaissons pas ce qui est perdu dans la jonction transducteur-échantillon. Dans ce cas particulier, il y avait 70 V pic à pic sur un quartz de 4 mm de diamètre.

** On ne peut invoquer une inhomogénéité du champ magnétique ou une déformation du cristal car nous avons toujours pu observer les oscillations quantiques dues aux lentilles d'électrons de la 2ème zone et qui ont des périodes de l'ordre de 100 oe. quand le champ magnétique est voisin de 70 koe.

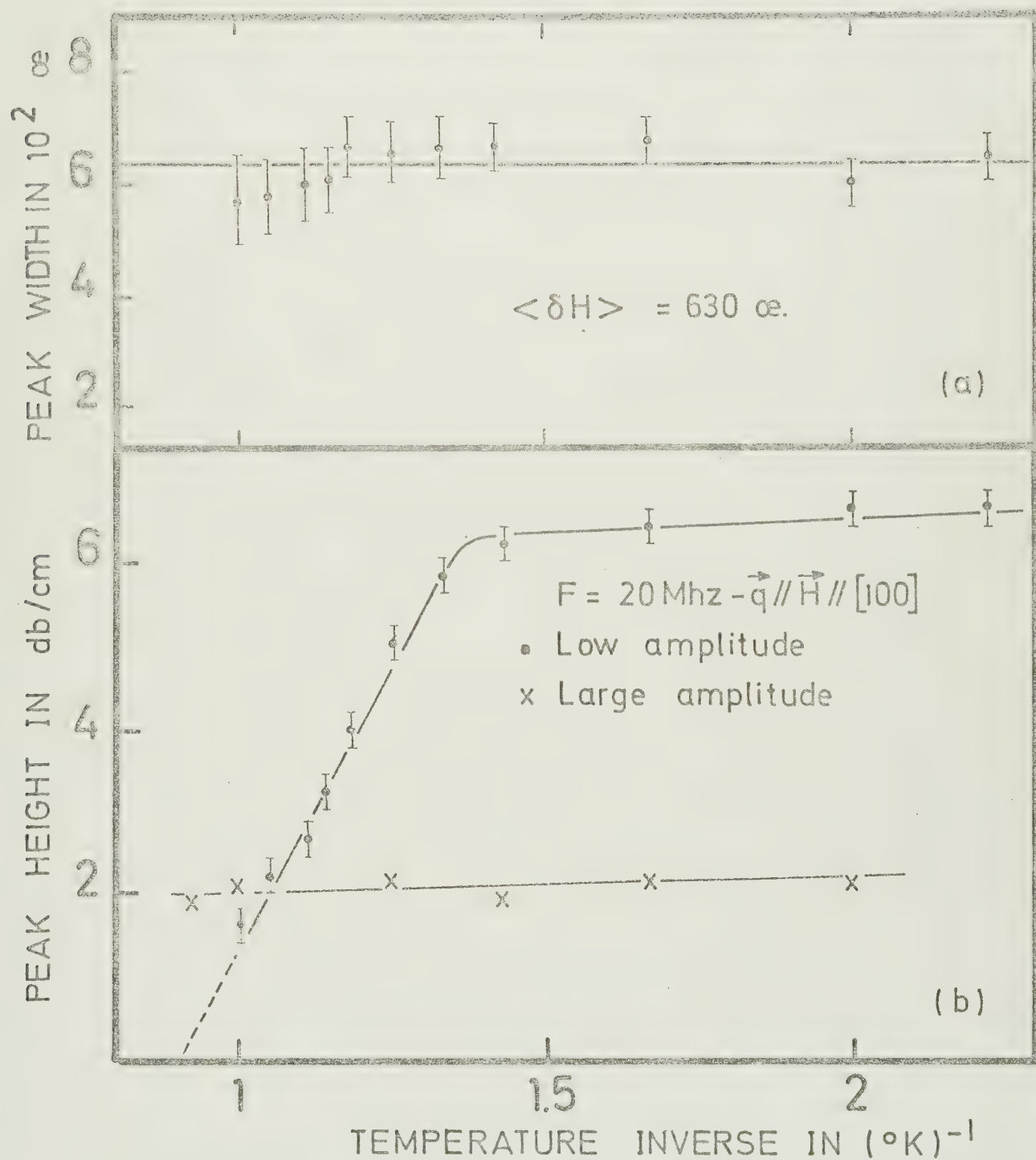


Figure VI.6 - Variations en fonction de la température de la largeur et de la hauteur du pic O.Q.G. situé à 67 koe. L'amplitude élevée est 5 fois plus grande que la petite amplitude.

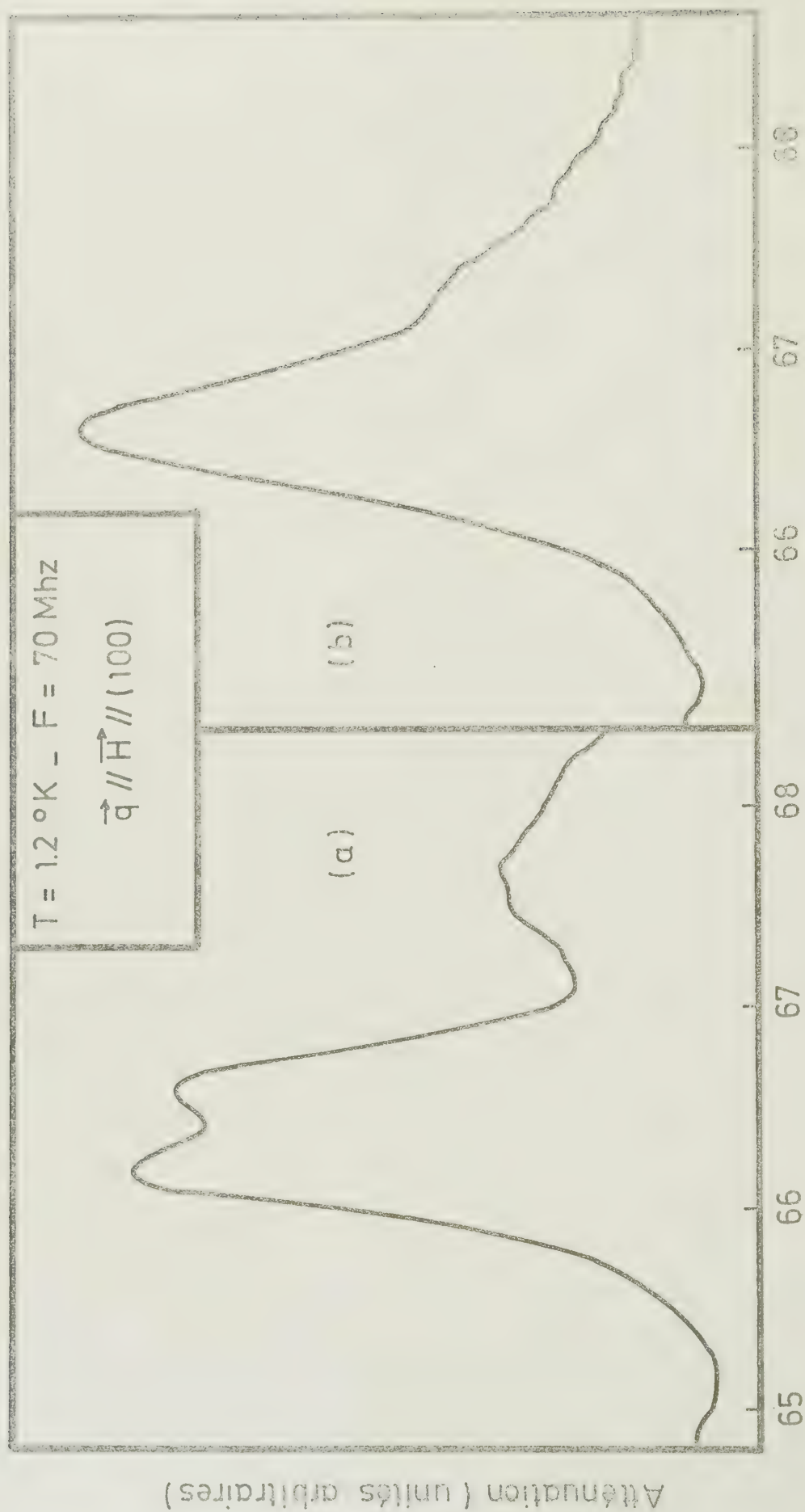


Figure VI.7 - Enregistrements d'un pic d'atténuation O.Q.G. pour 2 orientations de champ magnétique différentes de $0,3^\circ$ environ.

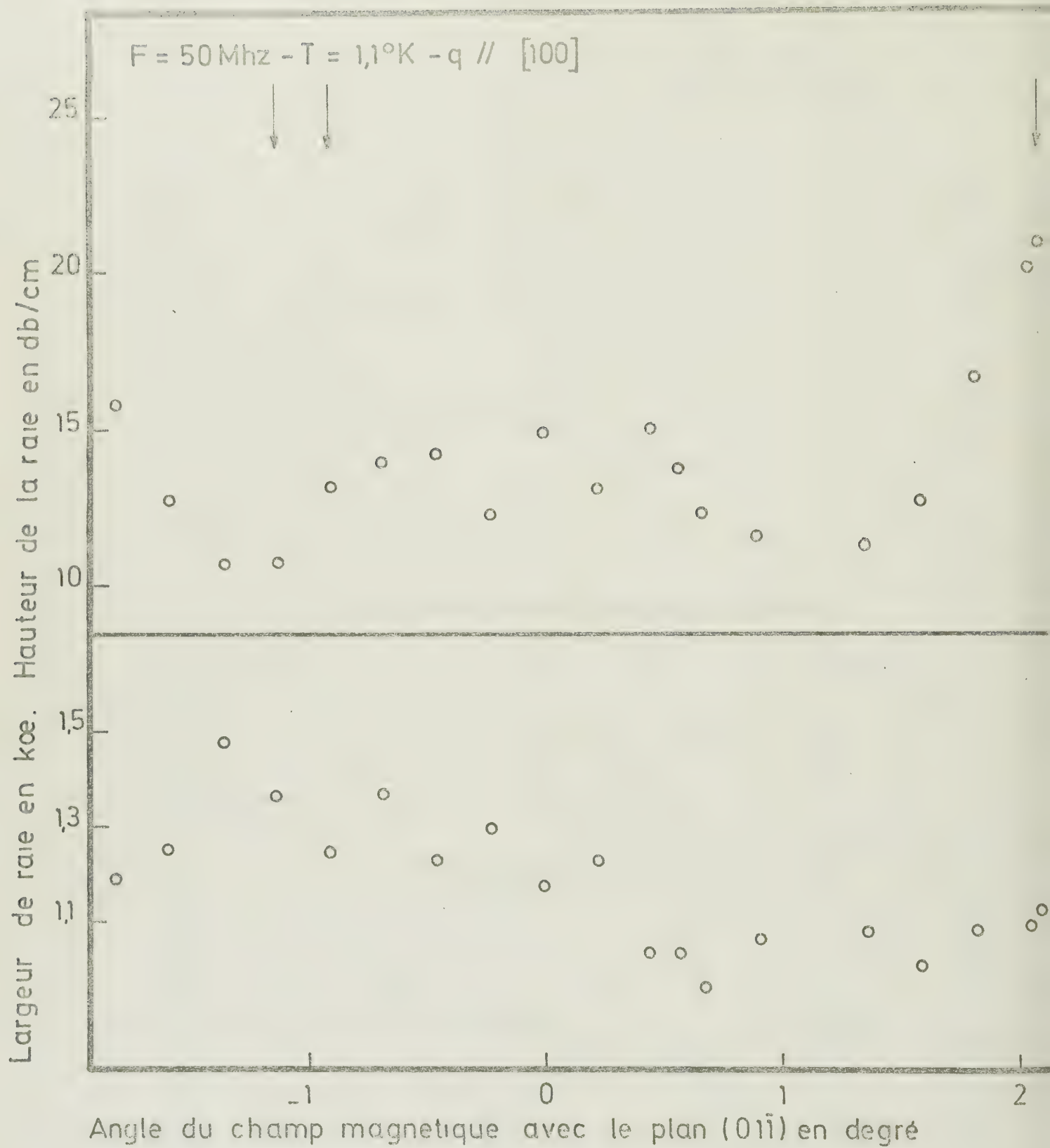


Figure VI.8. - Observation du dédoublement du pic O.Q.G. en fonction de l'orientation du champ magnétique par rapport au plan de symétrie. L'abscisse 0 correspond à $\vec{H} \parallel [100]$. Les flèches indiquent les directions de $\vec{H}$ pour lesquelles le dédoublement du pic existe.

VI.2.3. Etude de la raie à fréquence ultrasonore élevée.

Dans le cas des fréquences ultrasonores élevées (50 Mhz et 70 Mhz), l'étude n'a pu être faite dans d'aussi bonnes conditions que dans le cas des fréquences basses (20 Mhz). Avec l'augmentation de la fréquence, la sensibilité de notre chaîne d'amplification diminue ainsi que le couplage quartz transducteur-échantillon (ce dernier varie parce que la dimension caractéristique moyenne des défauts de surface augmente relativement à la longueur d'onde). Ces limitations ont fait qu'il n'a pas été possible d'étudier la forme de raie en fonction de la température et avec une onde ultrasonore de faible amplitude; seule l'étude à 1,1°K et avec une forte amplitude a pu être faite (la tension sur le quartz transducteur était de l'ordre de 400 volts pic à pic).

Avec l'échantillon 3, nous avons étudié la forme de raie à 1,2°K et 70 Mhz. Nous avons trouvé une raie plus large que celles du § précédent. La raie était dédoublée (Figure VI.7.a) ou non dédoublée (Figure VI.7.b) suivant la position de l'échantillon dans le champ magnétique et cette position était très critique : En effet le porte-échantillon cylindrique était dans la queue He_4 elle aussi cylindrique et la différence des diamètres impliquait que l'échantillon ne pouvait pas bouger de plus de 0,3° dans le champ; en agissant sur le porte-échantillon, nous obtenions soit la raie a, soit la raie b de la Figure VI.7. Pour étudier systématiquement l'évolution de la raie avec le changement d'orientation du champ magnétique, nous avons utilisé notre porte-échantillon à 2 degrés de liberté et l'échantillon 4. Le cristal avait son plan $(01\bar{1})$ parallèle au plan de référence du porte-échantillon; par action sur ce dernier plan, il était possible de placer le champ $\vec{H}$ dans le plan $(01\bar{1})$ ou de l'en écarter d'un angle variable entre + 2° et -2°. Nos résultats sont portés sur la Figure VI.8; le zéro des abscisses correspond à $\vec{H}$ orienté parallèlement au plan de référence du porte-échantillon, qui est lui même parallèle au plan $(01\bar{1})$ du cristal à 1° près (cette imprécision provient de la marge d'erreur dans la détermination de l'orientation du cristal par la méthode de Laue).

Pour expliquer le dédoublement de la raie, on peut envisager 2 hypothèses, dans le cadre de la théorie du chapitre V :

a) Les 2 bras β suivant $[100]$ et de part et d'autre du point X donnent 2 fréquences f ($1/H$) légèrement différentes. Dans ce cas le pic devrait avoir une largeur minimale quand $\vec{H}$ est dans le plan $(01\bar{1})$. Quand $\vec{H}$ s'éloigne du plan de symétrie, la raie devrait devenir 2 fois plus large et enfin se dédoubler. Cette hypothèse n'est pas compatible avec la variation de notre largeur de raie qui n'est que de 20% autour d'une valeur moyenne de 1200 oe (figure VI.8).

b) Le dédoublement de la raie est une résolution de spin. Dans ce cas, il est le plus net quand $\vec{H}$ est dans le plan $(01\bar{1})$. Quand $\vec{H}$ s'éloigne du plan, soit le dédoublement demeure, soit il disparaît si l'hypothèse a est aussi vérifiée; la raie expérimentale est dans ce dernier cas l'enveloppe de 2×2 raies décalées. Expérimentalement nous observons un dédoublement de la raie pour 2 orientations bien distinctes du champ magnétique, ce qui est incompatible avec l'hypothèse considérée (figure VI.8).

Les deux hypothèses considérées ne permettent donc pas d'interpréter les résultats expérimentaux de ce §. Actuellement, nous ne sommes pas en mesure de les expliquer.

VI.2.4. Pics de transparence dans l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique.

Nous exposons dans ce paragraphe un nouveau phénomène que nous avons observé dans le mercure et qui nous sera utile pour expliquer les propriétés des O.Q.G. Il s'agit de pics de transparence* dans l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique (figure VI.9). Nous avons observé ces pics à 4,2°K (à cette température les pics O.Q.G. n'existent plus) dans l'échantillon 3; ils sont situés aux mêmes valeurs de champ magnétique que les pics d'atténuation O.Q.G. et sont donc aussi reliés aux niveaux de Landau. La hauteur des pics de transparence dépend de l'amplitude de l'onde ultrasonore incidente : on peut voir sur la figure VI.9, que la hauteur du pic est beaucoup plus grande quand la variation de l'atténuation $\Gamma(H)$ est mesurée sur le 2ème écho, que dans le cas où elle est mesurée sur le 1er écho (l'amplitude de l'impulsion incidente étant évidemment la même dans les 2 cas). Nous observons donc une augmentation sensible de la hauteur

* Nous appelons pic de transparence une diminution de l'atténuation $\Gamma(H)$ autour d'une valeur H_0 du champ, en opposition avec le pic O.Q.G. qui est une augmentation de $\Gamma(H)$ autour de H_0 .

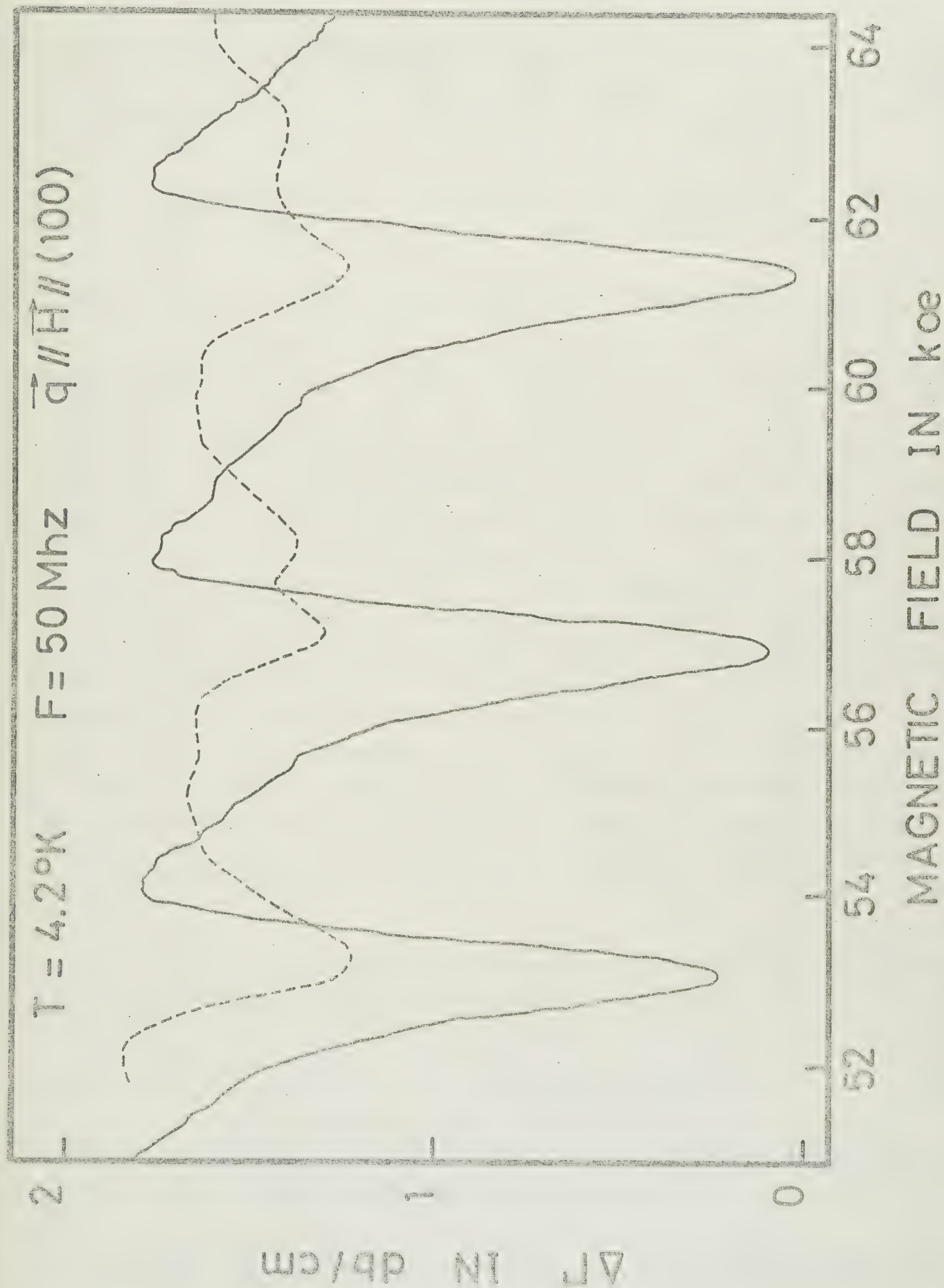


Figure VI.9 - Pics de transparence dans l'atténuation ultrasonore en fonction du champ magnétique.

du pic de transparence quand l'amplitude de l'onde acoustique diminue. Il faut enfin remarquer que les pics de transparence sont très étroits : le pic à 61 koe a une largeur à mi-hauteur $\delta H = 1200$ oe. valeur inférieure à la largeur qu'aurait le pic d'atténuation O.Q.G. s'il existait à 4,2°K et que l'on trouve égale à 1400 oe (en prenant avec Brandt et al. 1966, $m_c = 0,17 m_0$ et en supposant $B \gg 1$).

Nous avons observé le même phénomène dans l'échantillon 4, à 1,2°K et avec une onde ultrasonore de 20 Mhz dans la situation expérimentale $\vec{q} // \vec{H} // [100]$.

VI.2.5. Interprétation des résultats expérimentaux. Rôle des dislocations.

La propriété inattendue et souvent présente dans nos résultats expérimentaux est la dépendance en amplitude du phénomène étudié (§ VI.2.2. et § VI.2.4). La variation de l'atténuation acoustique dans les métaux avec l'amplitude de l'onde incidente, est généralement reliée aux dislocations; c'est encore aux dislocations qu'on pense quand on observe l'élargissement du pic O.Q.G. avec les cycles thermiques (§ VI.2.2.). Aussi, pour interpréter nos résultats, proposons nous un effet d'interaction électron-dislocation (Bellessa, 1972). Cette interaction a été considérée par Tittmann et al. (1966) et théoriquement par Holstein (1966) et Kravchenko (1966) pour expliquer la dépendance en amplitude de l'atténuation ultrasonore dans le plomb supraconducteur. Nous considérons la même interaction mais dans un métal normal et en présence d'un champ magnétique assez élevé pour que les niveaux de Landau soient bien définis; cela implique que les inégalités $\hbar\Omega \gg kT$ et $\Omega\tau \gg 1$ sont vérifiées. Nous allons établir qu'il y a une diminution de l'absorption de l'onde ultrasonore par les dislocations à chaque fois qu'un niveau de Landau passe le niveau de Fermi, quand on balaye en champ magnétique. Ce mécanisme va nous permettre d'expliquer nos pics de transparence (§ VI.2.4) et le comportement des pics O.Q.G. avec la température et l'amplitude de l'onde incidente (§ VI.2.2.).

Soit une dislocation en mouvement avec une vitesse $\vec{w}$; faisons l'analyse de Fourier du champ de déplacement de la dislocation (Holstein 1966) :

$$\vec{u}(\vec{r}) = \sum_{\vec{q}} \vec{u}_{\vec{q}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}; \vec{u}(\vec{r} - \vec{w}t) = \sum_{\vec{q}} \vec{u}_{\vec{q}} \exp \{i\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{w}t)\} \quad (14)$$

utilisant la règle d'or de Fermi, nous obtenons pour l'énergie prise par les électrons à la dislocation par unité de temps :

$$\frac{dW}{dt} = \sum_{\vec{k}, \vec{q}} \frac{2\pi}{\hbar} \hbar(\vec{q}, \vec{w}) \{f(E_{\vec{k}}) - f(E_{\vec{k}+\vec{q}})\} C^2 |\vec{q} \cdot \vec{u}_{\vec{q}}|^2 \delta(E_{\vec{k}+\vec{q}} - E_{\vec{k}} - \hbar\vec{q} \cdot \vec{w}) \quad (15)$$

où $f(E)$ est la fonction de Fermi et C la constante d'interaction.

Nous utilisons avec Holstein (1966) :

$$|\vec{q} \cdot \vec{u}_q|^2 = |\Delta(\vec{q})|^2 = b^2 (q_y^2/L^4 q^4) \quad (16)$$

où L est la longueur de la dislocation et $\vec{b}$ le vecteur de Burgers. Nous écrivons ensuite :

$$\frac{dW}{dt} = \sum_q \frac{2\pi}{\hbar} \hbar (\vec{q} \cdot \vec{w}) C^2 b^2 (q_y^2/L^4 q^4) F(q) \quad (17)$$

où l'on a posé :

$$F(q) = \sum_k \{f(E_k) - f(E_{k+q})\} \delta(E_{k+q} - E_k - \hbar \vec{q} \cdot \vec{w}) \quad (18)$$

Nous prenons la ligne de dislocation suivant l'axe Oz ; la vitesse de la dislocation $\vec{w}$ et le champ magnétique sont choisis suivant l'axe Ox . L'énergie de l'électron s'écrit :

$$E_n(k) = n \hbar \Omega + \hbar^2 k^2/2m_{//} \quad (19)$$

où k est la composante du moment suivant $\vec{H}$. Nous supposons que les électrons ne peuvent échanger du moment que suivant la direction du champ magnétique et nous considérons les transitions sans changement de niveau de Landau. La conservation de l'énergie et du moment s'écrit :

$$E_{k+q} = E_k + \frac{\hbar^2}{2m_{//}} (q \cos \theta)^2 + \frac{\hbar^2}{m_{//}} (kq \cos \theta) \quad (20)$$

où θ est l'angle entre $\vec{q}$ et $\vec{H}$.

Nous considérons le cas $T=0$. Dans le champ magnétique chaque niveau de Landau est $(e\hbar A/hc)$ fois dégénéré (A est l'aire de la section de l'échantillon perpendiculaire à $\vec{H}$). On peut donc remplacer $\sum_k$ par l'expression :

$$\sum_n \int \frac{e\hbar A}{hc} dE \int \frac{L}{2\pi} dk \delta\{E - E_n(k)\} \quad (21)$$

La relation (18) devient :

$$F(q) = \sum_n \hbar q w \cos \theta \frac{e\hbar L^3}{4\pi^2 \hbar c} \iint dE dk \delta(E - E_F) \delta\{E - E_n(k)\} \delta\left\{\frac{\hbar^2}{2m_{//}}(q^2 \cos^2 \theta + 2kq \cos \theta)\right\} \quad (22)$$

où nous avons considéré le volume L^3 autour de la dislocation. Après intégration nous obtenons :

$$F(q) = \sum_n \mathcal{M}_{qw} \cos \theta \frac{eHL^3}{4\pi^2 \mathcal{M}_c} \times \frac{m_{//}}{\mathcal{M}^2 q \cos \theta} \delta \left\{ E_F - n\mathcal{M}\Omega - \frac{\mathcal{M}^2 q^2 \cos^2 \theta}{8m_{//}} \right\} \quad (23)$$

Nous avons négligé l'élargissement des niveaux de Landau, qui donnerait une fonction lorentzienne au lieu d'une fonction de Dirac dans la relation (23).

L'expression (17) devient :

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} = \sum_n \frac{2\pi}{\mathcal{M}^2} \frac{C^2 b^2}{4\pi^2} m_c m_{//} \frac{\Omega}{L} w^2 \cdot \frac{L^2}{4\pi^2} \int_0^{q_m} dq \int_0^{2\pi} d\theta (\cos \theta \sin^2 \theta \\ \times \delta \{ E_F - n\mathcal{M}\Omega - \frac{\mathcal{M}^2 q^2 \cos^2 \theta}{8m_{//}} \}) \end{aligned} \quad (24)$$

Après intégration, nous obtenons :

$$B = \frac{C^2 b^2 m_c}{4\mathcal{M}} \left\{ \sum_n \frac{\mathcal{M}\Omega}{4\pi^2} \left(\frac{2m_{//}}{\mathcal{M}^2} \right)^{3/2} \times (E_F - n\mathcal{M}\Omega)^{-1/2} \right\} \quad (25)$$

où B est le facteur d'amortissement de la dislocation défini par $dW/dt = BL w^2$. Le terme entre crochets dans (25) est la densité d'états $n_H(E_F)$ au niveau de Fermi en présence d'un champ magnétique. Pour comparer notre résultat à celui de Holstein (1966), nous pouvons écrire (25) sous la forme :

$$B = \frac{1}{8} \frac{1}{\mathcal{M}} \left(\frac{C}{E_F} \right)^2 \mathcal{M}^2 k_F^2 b^2 \cdot \{ n_H(E_F) \cdot E_F \} \quad (26)$$

où l'on a posé $E_F = \mathcal{M}^2 k_F^2 / 2m_c$. Holstein trouve pour le facteur d'amortissement B en l'absence de champ magnétique :

$$B = \frac{3}{32} \frac{2\pi}{\mathcal{M}} K \left(\frac{C}{E_F} \right)^2 \mathcal{M}^2 k_F^2 b^2 \cdot \left\{ N_e \frac{q_m}{k_F} \right\} \quad (27)$$

où K est une constante de l'ordre de 1/4, N_e est la densité d'électrons de conduction et q_m est le vecteur d'onde de Debye; on voit que cette expression est très analogue à la nôtre.

Le résultat (25) montre qu'il y a un fort amortissement du mouvement de la dislocation, chaque fois qu'un niveau de Landau passe le niveau de Fermi.

Le calcul numérique du facteur B dans notre cas (c'est à dire, quand on considère les bras β de la surface de Fermi du mercure) donne $B \sim 10^{-15} (E_F - n \hbar \Omega)^{-1/2}$, où nous avons pris $m_c = 0,16 m_0$, $m_{\beta} = m_0^*$, $H = 70 \text{ koe}$, $b = 3 \text{ \AA}$ et $C = 1 \text{ eV}$; quand il y a un niveau de Landau au niveau de Fermi nous avons :

$$B \sim 10^{-15} (\hbar/\tau)^{-1/2} \sim 10^{-6} \text{ g.cm}^{-1}.\text{sec}^{-1}$$

Cette valeur est d'un ordre de grandeur plus petite que celle évaluée par Tittmann et al. (1966) dans le plomb sans champ magnétique. Notre mécanisme donne des pics de transparence dans l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique parce que l'absorption de l'énergie ultrasonore par les dislocations est plus grande pour $E_F \neq n \hbar \Omega$ que pour $E_F = n \hbar \Omega$. En effet, dans le cas $E_F \neq n \hbar \Omega$, les dislocations sont plus libres de se mouvoir que dans le cas $E_F = n \hbar \Omega$ et dissipent ainsi plus d'énergie ultrasonore (Nous considérons ici le type de perte dépendant de l'amplitude - Granato et al. 1966). Les pics de transparence sont situés aux mêmes valeurs de champ magnétique que les pics d'atténuation O.Q.G.

Nous pouvons expliquer les pics de transparence (§ VI.2.4.) par le mécanisme précédent. A $4,2^\circ\text{K}$, les pics O.Q.G. n'existent plus mais les niveaux de Landau sont encore bien défini. Sous l'effet de la contrainte ultrasonore, les dislocations se désancrent des impuretés, grâce à l'agitation thermique qui est grande dans le mercure à $4,2^\circ\text{K}$ (Friedel 1967). Nous sommes dans le domaine d'amplitude ultrasonore où l'atténuation par les dislocations décroît quand l'amplitude ultrasonore augmente (Granato et al. 1966). Nous expliquons ainsi le fait que le pic de transparence est plus petit sur le 1er écho que sur le second (figure VI.9).

Nous pouvons expliquer le comportement du pic O.Q.G. avec la température de la façon suivante :

a) cas des faibles amplitudes (Fig. VI.6) - Entre $0,45^\circ\text{K}$ et $0,7^\circ\text{K}$, les dislocations sont bloquées par les impuretés et notre mécanisme n'intervient pas. L'absorption de l'onde acoustique par les électrons se traduit par les pics O.Q.G., mais le caractère inhomogène de la raie implique que les dislocations jouent encore un rôle important (voir note ** page 60). Les électrons interagissent avec le champ de déformation et non avec le coeur de la dislocation. L'énergie de

* Nous avons évalué m_{β} à partir de l'écart que nous obtenons entre l'aire de la section du bras β et l'aire de la section d'un cylindre (figure VI.2).

l'électron s'écrit (Cottrell et al. 1953) :

$$E(k, x) = E_0 + C\Delta(x) + \hbar^2 k^2/2m \quad (28)$$

où $\Delta(x)$ est la dilatation. La dépendance de l'énergie de l'électron avec sa position dans l'espace réel, donne une raie inhomogène. Il est possible de caractériser l'inhomogénéité de la raie par une température que nous trouvons de l'ordre de 3°K (Appendice C). En conséquence, tant que la température de l'échantillon est plus petite que 3°K, elle n'a pas d'effet sensible sur le pic O.Q.G. Nous expliquons ainsi la constance de la hauteur et de largeur de la raie entre 0,45°K et 0,7°K. Quand on augmente la température au-dessus de 0,7°K, les dislocations, grâce à l'agitation thermique, peuvent se désancrer des impuretés et le mécanisme précédent apparaît alors; les pics de transparence qui en résultent, s'ajoutent aux pics O.Q.G. et les font disparaître. Nous pouvons ainsi expliquer pourquoi, dans le petit domaine de températures 0,7°K - 1,1°K, les pics O.Q.G. disparaissent sans se transformer en oscillations du type de Haas-Van Alphen (Liu et al. 1965).

b) Cas des grandes amplitudes (figure VI.6) - Dans ce cas, les dislocations peuvent se désancrer des impuretés sans l'aide de l'agitation thermique*. Pour une amplitude donnée, le pic de transparence ne change donc pas avec la température; comme le pic O.Q.G. inhomogène ne change pas non plus avec la température (tant que celle-ci est plus petite que 3°K), il en est de même du pic d'atténuation expérimental qui est la somme des 2 premiers. La décroissance du pic de transparence avec l'augmentation de l'amplitude ultrasonore, explique enfin l'apparition du pic d'atténuation O.Q.G. à 1,1°K quand l'amplitude augmente (figure VI.6.).

CONCLUSION

Hormis la périodicité des pics O.Q.G. en $1/H$, nos résultats expérimentaux n'ont pas souvent été conformes aux prévisions théoriques. On peut se demander si ces prévisions ont été réalisées dans les métaux où les O.Q.G. ont été observées. Dans le gallium la théorie et l'expérience sont en bon accord (Shapira et al. 1965). Dans le bismuth, Mase et al (1966 b) observent une raie en désaccord avec la théorie.

* Nous ne connaissons pas la déformation nécessaire au déblocage des dislocations dans le mercure, mais nous savons que dans le plomb, une déformation aussi petite que 5×10^{-7} est suffisante (Mason 1966).

Elle est, comme dans nos expériences, plus large et plus symétrique qu'elle ne devrait être; Matsumoto et al. (1970) l'interprètent avec un effet d'électrons chauds. On pourrait aussi bien rendre compte de leur raie à l'aide des dislocations : comme dans notre cas, les dislocations donneraient une raie inhomogène (l'effet d'amplitude serait absent à cause de l'impossibilité de désancrer les dislocations des impuretés avec les amplitudes ultrasonores utilisées).

Notre étude sur le mercure et son interprétation par un effet du champ magnétique élevé sur l'interaction électron-dislocation, conduit à une remarque importante : les mêmes électrons qui provoquent l'amortissement des dislocations, donnent l'amortissement de Landau de l'onde ultrasonore. Les valeurs caractéristiques q associées au champ de déformation de la dislocation sont beaucoup plus grandes que les valeurs usuelles du vecteur d'onde acoustique q (Holstein 1966). Il est donc beaucoup plus facile de satisfaire la condition $q\ell \gg 1$ pour l'amortissement des dislocations que pour l'amortissement de Landau et il faudra toujours tenir compte des dislocations dans l'étude des O.Q.G.

C O N C L U S I O N

Les résultats de notre étude peuvent être classés en deux catégories :

- détermination de paramètres de la surface de Fermi du mercure.
- comportement du système d'électrons en champ magnétique élevé.

I - PARAMETRES DE LA SURFACE DE FERMI

Nous avons étudié les résonances géométriques à des fréquences ultrasonores de l'ordre de 50 Mhz; la température de l'échantillon doit être nécessairement inférieure ou égale à 1,2°K à cause de la forte agitation thermique dans le mercure. A l'aide de la position en champ magnétique des extrêmes de l'atténuation, nous avons déterminé les paramètres des lentilles d'électrons assimilées à des ellipsoïdes de révolution. Nous avons trouvé pour les demi-axes principaux :

$$k_M = 0,59 \pm 0,03 \text{ \AA}^{-1} \quad \text{et} \quad k_m = 0,19 \pm 0,01 \text{ \AA}^{-1}$$

En champ magnétique élevé (de l'ordre de 70 koe), nous avons étudié les oscillations quantiques de l'atténuation ultrasonore analogues à celles de la susceptibilité. Cette étude a été faite à 0,5°K (cryostat He₃), dans le champ d'une bobine supraconductrice. Nous avons observé un dédoublement des maximums d'atténuation que nous avons attribué à une résolution de spin, à la suite d'une étude en orientation du cristal dans le champ magnétique. Nous avons trouvé pour le facteur gyromagnétique :

$$g = 3,1\ell + 1,1 \pm 0,1$$

où ℓ est un entier qu'il n'est pas possible de déterminer à l'aide des oscillations quantiques.

II - COMPORTEMENT DU SYSTEME D'ELECTRONS EN CHAMP MAGNETIQUE ELEVE

Nous avons mis en évidence, pour la 1ère fois dans le mercure, les oscillations quantiques géantes de l'atténuation acoustique; ce sont des pics très étroits qui sont dûs aux bras β de la surface de trous de la 1ère zone. Notre étude expérimentale a donné des résultats qui ne pouvaient pas être interprétés à l'aide des théories existantes; il s'agit notamment du comportement des pics

d'atténuation en fonction de la température et de l'amplitude de l'onde ultrasonore incidente.

A 4,2°K (température à laquelle les oscillations quantiques géantes n'existent plus), nous avons observé un phénomène nouveau qui consiste en des pics de transparence dans l'atténuation acoustique en fonction du champ magnétique; ces pics sont situés aux mêmes valeurs de champ que ceux des oscillations quantiques géantes.

Pour expliquer nos résultats nous avons été conduits à considérer l'effet du champ magnétique élevé sur l'interaction électron-dislocation. Nous avons montré qu'il y a une diminution de l'absorption de l'onde ultrasonore par les dislocations quand un niveau de Landau passe le niveau de Fermi. Ce mécanisme permet d'interpréter les pics de transparence et le comportement des oscillations quantiques géantes en fonction de la température et de l'amplitude de l'onde ultrasonore.

Le caractère inhomogène des pics d'atténuation que nous avons observé dans le mercure et que nous avons attribué à la présence de dislocations, paraît susceptible de développements intéressants. En effet, l'inhomogénéité des pics qui se manifeste par l'invariance de la largeur de raie en fonction de la température, se distingue expérimentalement d'un élargissement dû aux collisions électron-impureté : dans le premier cas la raie garde une largeur constante même si $kT \gg \hbar/\tau$, tandis que dans le second cas c'est seulement quand la condition $kT \ll \hbar/\tau$ est réalisée que la largeur de raie ne varie plus en fonction de la température. On peut donc envisager d'utiliser les oscillations quantiques géantes pour étudier l'interaction des électrons de conduction avec le champ de déformation des dislocations. Il serait, en effet, intéressant de pouvoir préciser le mécanisme qui rend la raie inhomogène et de savoir notamment s'il s'agit d'un déplacement de bande ou d'une variation de la masse effective. On retrouverait par là les mêmes problèmes que ceux qui se posent dans l'étude des cristaux sous pression.

Pour expliquer la dépendance en amplitude des oscillations quantiques géantes, nous avons fait appel au mécanisme de désancrage des dislocations de Granato et Lücke. Un tel mécanisme, s'il satisfait aux exigences de nos résultats expérimentaux paraît cependant surprenant, compte tenu des faibles déformations créées par l'onde acoustique (ϵ compris entre 10^{-6} et 10^{-7}). Il serait donc utile d'entreprendre une étude expérimentale détaillée du rôle de l'amplitude de l'onde ultrasonore dans les oscillations quantiques géantes (parallèlement à cette étude,

il faudrait déterminer théoriquement la forme de raie en tenant compte de la présence des dislocations). Tittmann et Bömmel (1966), dans leur étude de l'atténuation acoustique dans le plomb supraconducteur, ont observé un effet important des dislocations et ont aussi fait appel au mécanisme de Granato et Lücke pour expliquer leurs résultats. Le mercure et le plomb, qui se distinguent des autres métaux par un ensemble de propriétés tenant surtout à un fort couplage électron-phonon et un spectre de phonons particulier, semblent donc encore se singulariser dans le cas présent. Il serait donc intéressant de savoir si la forte interaction électron-dislocation est particulière au mercure et au plomb ou si on la retrouve dans d'autres métaux.

A P P E N D I C E A

A l'aide des valeurs des constantes élastiques du mercure, nous déterminons les directions de propagation pour lesquelles les modes de vibration sont purs (directions spécifiques).

Dans un cristal, la déformation est reliée à la contrainte par la loi de Hooke :

$$\epsilon_{ij} = s_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (A.1)$$

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (A.2)$$

où $i, j, k, l = 1, 2$ ou 3 ; s_{ijkl} sont les coefficients d'élasticité et c_{ijkl} sont les coefficients de rigidité. On utilise généralement les notations contractées :

$$\sigma_{11} = \sigma_1, \sigma_{22} = \sigma_2, \sigma_{33} = \sigma_3, \sigma_{23} = \sigma_4, \sigma_{13} = \sigma_5, \sigma_{12} = \sigma_6 \quad (A.3)$$

et :

$$\epsilon_{11} = \epsilon_1, \epsilon_{22} = \epsilon_2, \epsilon_{33} = \epsilon_3, 2\epsilon_{23} = \epsilon_4, 2\epsilon_{13} = \epsilon_5, 2\epsilon_{12} = \epsilon_6 \quad (A.4)$$

Les constantes élastiques de la classe $\bar{3}m$ forment la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{14} & (c_{11} - c_{12})/2 \end{bmatrix} \quad (A.5)$$

Le système d'axes utilisé pour la classe cristalline $\bar{3}m$ est constitué par l'axe trigonal (ox_3) un axe perpendiculaire à un des plans de symétrie (ox_1) et un 3ème axe (ox_2) tel que $Ox_1 \ x_2 \ x_3$ soit droit (Nye 1961). La condition pour qu'une onde se propageant dans un des plans de symétrie ait son vecteur de vibration parallèle au vecteur d'onde (mode longitudinal) s'écrit (Hearmon 1961) :

$$(-c_{13} + c_{33} - 2c_{44}) \left(\frac{a_3}{a_2}\right)^3 + 3c_{14} \left(\frac{a_3}{a_2}\right)^2 + (-c_{11} + c_{13} + 2c_{44}) \frac{a_3}{a_2} - c_{14} = 0 \quad (A.6)$$

où a_2 et a_3 sont les cosinus directeurs de la direction cherchée dans le plan de symétrie. A l'aide des valeurs des constantes élastiques du mercure, nous avons trouvé que l'équation (A.6) a 3 racines :

$$\frac{a_3}{a_2} = 3,71 ; - 0,385 \text{ et } - 0,65$$

Nous trouvons ainsi dans le plan de symétrie 3 directions spécifiques dont les angles avec $[111]$ sont respectivement 15° , 111° et 123° ; on obtient évidemment 6 autres directions équivalentes par rotation de $\pm 120^\circ$ autour de $[111]$. Ces 9 directions ajoutées aux directions suivant $[111]$ et les 3 axes binaires donnent en tout 13 directions spécifiques.

A P P E N D I C E B

Il y a différents moyens d'exprimer les pertes d'énergie ultrasonore. L'amplitude d'une onde acoustique plane se propageant suivant Ox peut s'écrire :

$$A(x) = A_0 e^{-\Gamma x} \quad (B.1)$$

où Γ est le coefficient d'absorption et a la dimension d'un inverse de longueur. On l'exprime en Np/cm :

$$\Gamma \text{ (Np/cm)} = \frac{1}{x} \log \left(\frac{A_0}{A} \right) \quad (B.2)$$

on exprime aussi Γ en décibels :

$$\Gamma \text{ (dB/cm)} = \frac{20}{x} \log_{10} \left(\frac{A_0}{A} \right) \quad (B.3)$$

Les 2 expressions de l'absorption peuvent être reliées par :

$$\Gamma \text{ (dB/cm)} = 20 (\log_{10} e) \quad \Gamma \text{ (Np/cm)} = 8,686 \Gamma \text{ (Np/cm)} \quad (B.4)$$

L'énergie par unité de volume associée à l'onde acoustique s'écrit :

$$W(x) = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A^2(x) \quad (B.5)$$

où ρ est la densité du solide et ω la pulsation de l'onde. On peut mettre (A.5) sous la forme :

$$W(x) = \frac{1}{2} \rho \omega^2 A_0^2 e^{-2\Gamma x} = W_0 e^{-2\Gamma x} \quad (B.6)$$

Compte tenu de la définition (B.3), nous avons :

$$\Gamma \text{ (db/cm)} = \frac{10}{x} \log_{10} \left(\frac{W_0}{W} \right) \quad (B.7)$$

En dérivant (B.6) par rapport à x nous obtenons :

$$2\Gamma = - \frac{dW}{W dx} = - \frac{dW}{W V_s dt} = - \frac{Q}{W V_s} \quad (\text{B.8})$$

où $Q = (dW/dt)$ est l'énergie perdue par unité de volume et par unité de temps.
 $W V_s$ est l'intensité acoustique (quantité d'énergie acoustique qui traverse par unité de temps l'unité de surface orientée parallèlement au front d'onde).
A l'aide de (B.8), on peut calculer l'énergie perdue pendant la propagation sur une distance d'une longueur d'onde λ :

$$- \frac{dW}{W} = 2 \Gamma \lambda \equiv 2 \delta \quad (\text{B.9})$$

où δ est le décréement logarithmique.

A P P E N D I C E C

Pour un cristal déformé de façon homogène, l'énergie de l'électron s'écrit (Cottrell et al. 1953) :

$$E(k) = E_0 + C \cdot \Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (C.1)$$

où Δ est la dilatation et $C = \left(\frac{\partial E}{\partial \Delta} \right)_0$

On peut toujours partager la zone d'un cristal entourant une dislocation en parties suffisamment petites pour que chacune d'elles soit déformée de façon homogène. La relation (C.1) reste valable au voisinage de la dislocation mais Δ (et donc E_k) dépend maintenant d'une coordonnée spatiale x . En présence d'un champ magnétique l'énergie de l'électron va s'écrire :

$$E_n(k_z, x) = n \hbar \Omega + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{//}} + C \Delta(x) \quad (C.2)$$

où $C \Delta(x)$ varie de 0 pour la zone du cristal non déformée à une valeur maximale X p du coeur de la dislocation. La relation (C.2) implique que nous avons, comme au § V.3.1; une bande de paraboles $E_n(k_z)$ distribuées sur une largeur X en énergie; nous appelons $D\{E - E_n(k_z)\}$ la fonction de distribution de ces paraboles. A la différence du traitement du § V.3.1, nous considérons que l'électron qui absorbe un phonon $(\omega, \vec{q})$, reste sur sa parabole d'origine. Cela revient à remplacer la relation (V.24) par :

$$\begin{aligned} \frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar^2 \Omega q}{2 \omega m_{//}} \sum_n \int dE dk_z \{ f(E) - f(E + \hbar \omega) \} D \{ E - E_n(k_z) \} \\ \times \delta(\hbar \omega - \frac{\hbar^2 k_z q}{m_{//}}) \end{aligned} \quad (C.3)$$

Après développement de la fonction de Fermi en puissance de $\hbar \omega$ et intégration par rapport à k_z , nous obtenons :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar \Omega}{2} \sum_n \int dE \left(\frac{\partial f}{\partial E} \right) D \{ E - E_n(k_z^0) \} \quad (C.4)$$

où k_z^0 est déterminé par la relation

$$k_z^0 = \frac{m_{//} V_S}{\hbar} \quad (C.6)$$

Nous retrouvons évidemment la règle de sélection du § V.1 puisque nous ne considérons pas ici l'incertitude due aux collisions. Dans la relation (C.4), $\frac{\partial f}{\partial E}$ est une fonction ch^{-2} ; nous prenons pour la fonction D une lorentzienne :

$$D \{E - E_n(k_z^0)\} = \frac{1}{2\pi} \frac{X}{(E - n\hbar\Omega - \frac{1}{2} m_{//} V_S^2)^2 + X^2} \quad (C.6)$$

Si la lorentzienne est beaucoup plus large que la fonction ch^{-2} (raie parfaitement inhomogène), on peut remplacer cette dernière par une fonction δ :

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{\hbar\Omega}{4\pi} \frac{X}{(E_F - n\hbar\Omega - \frac{1}{2} m_{//} V_S^2)^2 + X^2} \quad (C.7)$$

De (C.7) nous tirons immédiatement, en appelant δH la largeur à mi-hauteur de la raie :

$$\frac{\delta H}{H} = 2 \frac{X}{E_F} \quad (C.8)$$

où H est la position du pic en champ magnétique. Dans notre cas $(\delta H)/H = 10^{-2}$ et $E_F = 5 \times 10^{-2}$ eV; nous obtenons donc :

$$X = 3^\circ K$$

REFERENCES

- ABELL, J.S., CROCKER, A.G. and KING, H.W. (1970), *Phil. Mag.* 21, 207.
- ALEKSANDROV, B.N., LOMONOS, O.I., TSIVINSKIY, S.V. and ANTONOVA, N.N. (1967), *Soviet Physics J E T P* 26, 53.
- (1969). *The Physics of Metal et Metallography* 27, 71.
- BARRETT, C.S. (1957). *Acta Cryst.* 10, 58.
- BELLESA, G. (1972). *Phys. Rev. Letters* 28, 668.
- BELLESA G., REICH, R. et MERCOUROFF, W. (1969). *J. Physique* 30, 823.
- BELLESA, G., RIBAUT, M. and REICH, R. (1970). *Phys. Letters*, 31A, 556.
- BOGLE, T.E., COON, J.B. and GRENIER, C.G. (1969). *Phys. Rev.* 177, 1122.
- BÖMMEL, H.E. (1955). *Phys. Rev.* 100, 758.
- BRANDT, G.B. and RAYNE, J.A. (1966). *Phys. Rev.* 148, 644.
- CHAMBERS, R.G. (1952). *Proc. Phys. Soc. (London)* A65, 458.
- (1960). *Proceedings of VII International Conference on Low Temperature physics* (University of Toronto press), p. 243.
- COHEN, M.H., HARRISON, M.J. and HARRISON, W.A. (1960). *Phys. Rev.*, 117, 937.
- COTTRELL, A.H., HUNTER, S.C. and NABARRO, F.R.N. (1953), *Phil. Mag.* 44, 1064.
- CRACKNELL, A.P. (1971). *Adv. Phys.* 20, 1.
- CROCKER, A.G., HECKSCHER, F. and BEVIS, M. (1963). *Phil. Mag.* 8, 1863.
- DANIEL, M.R. and MACKINNON, L. (1963). *Phil. Mag.* 88, 537.
- DATARS, W.R. and DIXON, A.E. (1967). *Phys. Rev.* 154, 576.
- DINGLE, R.B. (1950). *Proc. Roy. Soc. (London)* A201, 545.
- (1952). *Proc. Roy. Soc. (London)*. A211, 517.
- DISHMAN, J.M. and RAYNE, J.A. (1968). *Phys. Rev.* 166, 728.
- DIXON, A.E. and DATARS, W.R. (1968). *Phys. Rev.* 175, 928.
- DOIDGE, P.R. and EASTHAM, A.R. (1968). *Phil. Mag.* 18, 655.
- ECKSTEIN, S.G. (1964). *Phys. Rev. Letters* 12, 360.
- FENTON, E.V. and WOODS, S.B. (1966). *Phys. Rev.* 151, 424.
- FRIEDEL, J. (1967). *Dislocations*, Pergamon Press, p. 357.
- FUKASE, T. and FUKUROI, T. (1967). *J. Phys. Soc. Japan*, 23, 650.
- GAVENDA, J.D. and DEATON, B.C. (1962). *Phys. Rev. Letters* 8, 208.
- GOY, P. (1970). *Thèse*, Paris.
- GRANATO, A.V. and LÜCKE, K. (1966). *Physical Acoustics*, edited by W.P. MASON, Academic Press, Volume IV A, p. 225.

- GRIMVALL, G. (1969). Phys. kondens. Materie 9, 283.
- GUREVICH, V.L., SKOBOV, V.G. and FIRSOV, Yu.A. (1961), Soviet Physics JETP 13, 552.
- HARRISON, W.A. (1960). Phys. Rev. 118, 1190.
- HEARMON, R.F.S. (1956). Adv. Phys. 5, 323.
(1961). An introduction to applied anisotropic elasticity.
Edited by Oxford University Press - p.79.
- HOLSTEIN, T. (1959). Phys. Rev. 113, 479.
(1966). Appendice de l'article de TITTMANN et BÖMMEL (1966).
- JONES, H. (1960). The theory of Brillouin zones and electronic states in crystals (North-Holland Publishing Company, Amsterdam), p.58.
- KANER, E.A. and SKOBOV V.G. (1968). Soviet Physics JETP 26, 251.
- KEETON, S.C., and LOUCKS, T.L. (1966). Phys. Rev. 152, 548.
- KJELDAAS, T. (1959). Phys. Rev. 113, 1473.
- KJELDAAS, T. and HOLSTEIN, T. (1959). Phys. Rev. Letters 2, 340.
- KOROLYUK, A.P. (1963). Soviet Phys. Solid State 5, 2433.
- KOROLYUK, A.P. and PRUSHCHAK, T.A. (1961). Soviet Physics, JETP 14, 1201.
- KRAVCHENKO, V.Ya. (1966). Soviet Phys. Solid State, 8, 740.
- LIU, S.H. and TOXEN, A.M. (1965). Phys. Rev. 138, A487;
- MASE, S., FUJIMORI, Y. and MORI, H. (1966 a) J. Phys. Soc. Japan, 21, 1744.
(1966 b) J. Phys. Soc. Japan, 21, Suppl., 746.
- MASON, W.P. (1966). Physical Acoustics, edited by W.P. MASON, Academic Press, Volume IV A, p. 324.
- MATSUMOTO, Y., SAKAI, T. and MASE, S. (1970). J. Phys. Soc. Japan, 28, 1211.
- McMILLAN, W.L. and ROWELL, J.M. (1969). Superconductivity edited by R. Parks, p. 561
- MERCOUROFF, W. (1967). La surface de Fermi des métaux, Masson (Paris), p. 49.
- MIKOSHIBA, N. (1958). J. Phys. Soc. Japan, 13, 759.
- MORSE, R.W. and GAVENDA, J.D. (1959). Phys. Rev. Letters 2, 250.
- MOTT, N.F. and JONES, H. (1936). The theory of the properties of metals and alloys- Oxford University Press - p. 247.
- MYERS, A. and BOSNELL, J.R. (1965). Phys. Letters 17, 9.
- NOURTIER, A. (1970). Thèse de 3ème Cycle - Orsay.
- NYE, J.F. (1961). Propriétés physiques des cristaux - édité par Dunod, p. 303.
- PIPPARD, A.B. (1955). Phil. Mag. 46, 1104.
(1957). Phil. Mag. 2, 1147.
(1960). Proc. Roy. Soc. 257A, 165.
- POULSEN, R.G. and DATARS, W.R. (1971). Phys. Rev. B4, 4202.
- POULSEN, R.G., MOSS, J.S. and DATARS, W.R. (1971). Phys. Rev. B3, 3107.

QUINN, J.J. and RODRIGUEZ, S. (1962). Phys. Rev. 128, 2487.

RIDER, J.G. and HECKSCHER, F. (1966). Phil. Mag. 13, 687.

ROBERTS, B.W. (1961). Phys. Rev. Letters 6, 453.

(1968). Physical Acoustics edited by W.P. Mason (Academic Press,
New York) Vol. IV B, p. 1.

ROSE-INNES, A.C. (1964). Low Temperature techniques, edited by "the english universities press Ltd" London, p. 134.

SAWADA, Y., BURSTEIN, E. and TESTARDI, L. (1966). J. Phys. Soc. Japan, 21, Suppl.76

SCHIRBER, J.E. and SWENSON, C.A. (1961). Phys. Rev. 123, 1115.

(1962). Acta Metallurgica 10, 511.

SCKELL, O. (1930). Ann. der Physik. 6, 932.

SHAPIRA, Y. (1968). Physical Acoustics edited by MASON, W.P. Academic Press, Vol. 5
p. 23.

SHAPIRA, Y. and LAX, B. (1964). Phys. Rev. Letters 12, 166.

(1965). Phys. Rev. 138, A 1191.

SKOBOV, V.G. (1961). Soviet Physics J E T P. 13, 1014.

TESTARDI, L.R. and SODEN, R.R. (1967). Phys. Rev. 158, 581.

THOMAS, R.L. and BOHM, H.V. (1966). Phys. Rev. Letters 16, 587.

TITTMANN, B.R. and BÖMMEL, H.E. (1966). Phys. Rev. 151, 178.

TOXEN, A.M. and TANSAL, S. (1965). Phys. Rev. 137, A211.

